

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية ف/رقم:.......

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
المدرسة العليا للأساتذة
القبة القديمة (الجزائر)

Ministère de l'enseignement Supérieur
et de la recherche Scientifique
ECOLE NORMALE SUPERIEURE
)Vieux –kouba (ALGER

مذكرة لنيل شهادة أستاذ التعليم الثانوي
تخصص فيزياء

بوزون هيغز

إعداد الطالب:
الهاشمي فرقاني

تحت إشراف الأستاذة:
كريمة بوعكاز

لجنـــــة المناقشة:

الأستاذة:كريمة بن شعلال.....................رئيساً
الأستاذة: كريمة بوعكاز.....................مشرفة
الأستاذة:فاطمة بوعزيز......................ممتحنة

السنة الدراسية2005/2006



(...يرفع الله الذين آمنوا منكم والذين أوتوا العلم درجات والله بما تعملون خبير).

سورة المجادلة الآية (11)

صدق الله العظيم





شكر

الحمد لله على أفضاله ونعمه.

أتقدم بأسمى عبارات الشكر والعرفان للأستاذة المشرفة، لقبولها الإشراف على هذا العمل والمساعدات المقدمة أثناء إنجازه.

أشكر كذلك أعضاء لجنة المناقشة لقبولهم مناقشة هذه المذكرة.

أشكر كذلك كل من ساعدني في إخراج هذه المذكرة، وبخاصة زملائي.



الفهرس



مقدمة:

إن بوزون هيغز الذي أطلق عليه هذا الاسم نسبة إلى *"Peter Higgs"* [1] من جامعة Edinbrouh هو الناقص الرئيسي في ما يسمى الآن بالنموذج المعياري [2، 3،، 4] *standard Model*. هذا النموذج هو النظرية السائدة التي تصف المكونات الأساسية للمادة والقوى الأساسية التي تتفاعل بموجبها الجسيمات [5]. فوفقا لهذا النموذج المعياري، تتكون المادة كلها من كواركات *quarks* ولبتونات *leptons* يتفاعل بعضها مع بعض من خلال أربع قوى : القوة الثقالية، القوة الكهرومغناطيسية والقوة الضعيفة والقوة القوية. فالقوة القوية تربط الكواركات ببعضها لتكون البروتونات والنترونات والقوة القوية المتبقية تربط البروتونات بالنترونات لتشكل النوى. أما القوة الكهرومغناطيسية فتربط النوى بالإلكترونات التي هي نوع من اللبتونات لتكون الذرات، والقوة الكهرومغناطيسية المتبقية تربط الذرات ببعضها لتكون الجزيئات، أما القوة الضغيقة فهي مسؤولة عن بعض الأنواع من التفككات النووية. وتأثير كل من القوة الضعيفة يمتد لمدى قصير جدا في حين أن تأثير القوة الكهرومغناطيسية يمتد إلى اللانهاية.

على الرغم من أن النموذج المعياري يوحد القوى الثلاثة (ماعدا القوة الثقالية) فثمة أسباب تدعو للاعتقاد بأنه غير كامل، وهذا مايعطى مدخلا لبوزون هيغز تحديدا. إن بوزون هيغز يكسب النموذج المعياري تناسقا رياضيا ، ويجعله قابلا للتطبيق في مجالات للطاقة أوسع من إمكانات المسرعات المتوافرة حاليا، ولكن يمكن أن تصلها المسرعات المستقبلية. إن أكبر عائق أمام بوزن هيغز هو أنه لم يقم حتى الآن أي دليل على وجوده. ولفهم كيفية توليد بوزون هيغز للكتلة لابد من دراسة مفهوم الحقل. والحقل بكل بساطة هو كمية مثل درجة الحرارة معرف في كل نقطة من الفراغ .

وتكشف الحقول عن وجودها عادة بواسطة تبادل جسيم وسيطي(حامل للتفاعل)، فالجسم الذي يقوم بدور الوسيط في الحقل الكهرومغناطيسي هو الفوتون γ *PHOTON* والجسيمات الوسيطة في الحقل الضعيف هي البوزونات $W^{\pm}$ و Z ، بالمثل يعتبر بوزون هيغز الجسيم الوسيطي لحقل هيغز. يفترض وجود حقل هيغز ثابتا في الفضاء أي أن الفضاء الخارجي ليس فارغا وإنما يحوي هذا الحقل الثابت، فما هي مميزات حقل هيغز؟



لكي تمنح الجسيمات كتلة، يفترض لحقل هيغز أن يكون ذا قيمة ثابتة لاتساوي الصفر حتى في الفراغ. وعلاوة على ذلك يجب أن يكون حقل هيغز سليما وهو أحد نوعي الحقول الهامة في وصف الجسيمات. فالحقل السلمي هو الذي يرافق كل نقطة منه قيمة مفردة أوعدد. والحقل المهم الآخر هو الحقل الشعاعي الذي يرسم عند كل نقطة منة سهم وعليه فالحقل الكهرومغناطيسي والحقل الضعيف كلها مقادير شعاعية. يجب أن يكون حقل هيغز سلميا، لأنه لو كان حقلا شعاعيا لاعتمدت كتلة الجسم بشكل عام على اتجاه الجسيم بالنسبة للحقل، بمعنى آخر إن حقل هيغز عديم السبين *SPINLESS*.

في أيامنا هذه تستعمل النظرية الكمية للحقول في كل الميادين المختلفة بالفيزياء المتخصصة بالطاقات العالية . وتلعب دورا هاما في الفيزياء النووية والذرية. ويمكن أن نتساءل لماذا دراسة الفيزياء النووية، وفيزياء الطاقات العالية تتطلب تكميم الحقول؟ هذا ما ستعرض إليه في هذا الموجز، وسنرى كيف أن آلية هيغز ترتكز على تكميم الحقول وإعادة التنظيم.



الفصل الأول:

النظرية الكمية للحقول

من المعلوم أن للتناظرات دورا هاما في الطبيعة، يمكن أن يظهر هذا في الجسيمات الأساسية و تفاعلاتها. حيث أن مبدأ اللاتغير و التحويلات التناظرية المرافقة تأخذ العديد من الأشكال: مستمرة أو غير مستمرة، هندسية أو محلية، فهي تلعب دورا أساسيا في الفيزياء من خلال تقييدها و توجيهها للصيغ النظرية، لذلك ينصب الاهتمام دائما بأن يكون تابع *Lagrange* مقدارا سلميا لا تغيريا.

عند اشتقاق معادلة الحركة انطلاقا من مبدأ لاتغيري، تحضر لدينا الخطوات العامة لإقامة نظريات الحفظ و ثوابت الحركة، نتيجة للخصائص اللاتغيرية [5، 6]. لذلك فقوانين الحفظ و قواعد الانتقاء المشاهدة في الطبيعة يجب أن تظهر كتناظرات لتابع لاغرانج، تقيد أو تفرض شكله. القالب العام لهذه القوانين يقدم عن طريق مبرهنة *Noether*، حيث أنها تقدم تسلسلا منظما و متناسقا لقوانين الحفظ مع العديد من التحويلات التناظرية المستمرة من خلال عدم تغيرية شكل تابع لاغرانج.

-



1.1- الصياغة اللاغرنجية و مبدأ الفعل الأدنى:

1.1.1- تحريك الجسيمات:

يصاغ قانون الحركة في الميكانيك الكلاسيكي عن طريق مبدأ الفعل الأدنى، حيث يعطى الفعل بدلالة تابع لاغرانج، هذا التابع الذي لا تتوقف أهميته البالغة على الميكانيك الكلاسيكي فقط و إنما تتعدى أهميته إلى نظرية الحقول الكمية، فهو التابع الذي يحتوي على خصائص الجسيمات و تفاعلاتها الأساسية.

تعطى عبارة الفعل *(l'action)*، بدلالة تابع لاغرانج بالتكامل:

$$S = \int_{t_1}^{t_2} dtL(q,\dot{q}) \qquad (1.1)$$

حيث: $q,\dot{q}$، هي الإحداثيات المعممة والسرع المعممة على التوالي. هذا الفعل الذي يأخذ قيمة دنيا، أي:

$$\delta S = 0 \qquad (2.1)$$

نتيجة لذلك، نحصل على معادلات الحركة:

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} dtL(q,\dot{q}) = 0 \qquad (3.1)$$

وبأخذ بعين الاعتبار :

$$\delta L = \frac{\partial L}{\partial q}\delta q + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\delta \dot{q} \qquad (4.1)$$

نكتب:

$$S = \int_{t_1}^{t_2} dt\left[\frac{\partial L}{\partial q}\delta q + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\delta \dot{q}\right] \qquad (5.1)$$

بما أن:

$$\delta \dot{q}(t) = \frac{d}{dt}\delta q \qquad (6.1)$$

فالحد الثاني من التكامل يمكن حسابه عن طريق التكامل بالتجزئة:

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial L}{\partial q}\delta \dot{q}dt = \int_{t_1}^{t_2} dt\frac{\partial L}{\partial q}\frac{d}{dt}\delta q$$

$$= \frac{\partial L}{\partial q}\delta q\Big|_{t_1}^{t_2} - \int_{t_1}^{t_2} dt\left(\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial q}\right)\delta q \qquad (7.1)$$

الحد الأول ينعدم كون: $\delta q(t_1) = \delta q(t_2) = 0$ ، لنكتب:

$$\delta S = \int_{t_2}^{t_2} dt\left(\frac{\partial L}{\partial q} - \frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial q}\right)\delta q = 0 \qquad (8.1)$$



لنحصل على:

$$\frac{\partial L}{\partial q} = \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\right) \qquad (9.1)$$

و هي معادلات حركة الجملة، التي تدعى بمعادلات أولر-لاغرانج.

عبارة الدفع المعمم تعطى كما يلي:

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \qquad (10.1)$$

الهاملتوني الذي ينطبق على الطاقة الكلية للجملة، في حال القوى المشتقة من كمون:

$$H = \sum_i p_i \dot{q}_i - L \qquad (11.1)$$

في حالة الحقول المشتقة من كمون مثلا، يكتب تابع لاغرانج:

$$L = \frac{1}{2} m \dot{x}^2 - V(x) \qquad (12.1)$$

معادلة أولر – لاغرانج :

$$-\frac{dV}{dx} = m\ddot{x} \qquad (13.1)$$

باعتبار: $-\frac{dV}{dx} = F$، نحصل على قانون نيوتن:

$$F = m\ddot{x} = ma \qquad (14.1)$$

2.1.1- الحقول الكمية:

إن استعمال تابع لاغرانج لا يقتصر على الميكانيك الكلاسيكي فقط، بل يتعداه إلى نظرية الحقول و هذا نتيجة المميزات الهامة لهذا التابع. وبه يمكن وصف جملة ذات n درجة من الحرية، لكن بدل الإحداثيات المعممة و مشتقاتها الأولى بالنسبة للزمن، يعطى هذا التابع بدلالة تابع الحقل $\Phi(x)$، في كل نقطة من الفضاء الرباعي، كما نستعين بالمشتق الأول بالنسبة للزمن لتابع الحقل بالنسبة لإحداثيات الفضاء الرباعي(تدرج تابع الحقل):

$$L = L\left(\Phi(x), \partial_\mu \Phi(x)\right) \qquad (15.1)$$

في حالة الحقول المحلية، أي أن التحريك لا يربط نقاط الفضاء فيما بينها:

$$S = \int_{t_1}^{t_2} dt \left(\int d^3x L\left(\Phi, \partial_\mu \Phi\right)\right) \qquad (16.1)$$

بالمشابهة مع التحريك الكلاسيكي، فان L يدعى كثافة تابع لاغرانج.

حسب مبدأ الفعل الأدنى:



$$\delta S = 0 = \delta \int_{t_1}^{t_2} dx^4 L\left(\Phi, \partial_\mu \Phi\right) \quad (17.1)$$

لنحصل على معادلة الحركة (معادلة أولر-لاغرانج) *[5]* :

$$\frac{\partial L}{\partial \Phi} = \frac{\partial L}{\partial\left(\partial_\mu \Phi\right)} \quad (18.1)$$

الحقل $\Phi(x)$ يأخذ قيما في جميع نقاط الفضاء الرباعي، و هو نفسه في جميع المعالم العطالية.

لنفرض أنه لدينا جملتي إحداثيات عطالية، x^μ و $\bar{x}^\mu$ ترتبط بتحويل *Lorentz* Λ^μ_ν:

$$\bar{x}^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^\nu \quad (19.1)$$

و بالتالي نستطيع كتابة الحقل $\Phi(x)$ المشاهد في جملة الإحداثيات x^μ:

$$\Phi(x) = \left(\Lambda^{-1}\bar{x}\right) \quad (20.1)$$

و $\bar{\Phi}(\bar{x})$ هو نفس الحقل المشاهد في نفس النقطة الفيزيائية لكن في جملة الإحداثيات $\bar{x}^\mu$. فإذا كان $\Phi(x)$ حقلا سلميا، فالقيمتان تحققان المساواة:

$$\bar{\Phi}(\bar{x}) = \Phi\left(\Lambda^{-1}\bar{x}\right) \quad (21.1)$$

هذه العلاقة تعرف التابع $\bar{\Phi}(\bar{x})$ بدلالة التابع $\Phi(x)$. إذن فنحن قمنـــا بتغيير جمل الإحداثيات بينما تبقى الأشياء الفيزيائية (*physical object*) ثابتة: الحقول، النقاط في الفضاء...إلخ.

3.1.1- أمثلة عن نظري الحقول:

عند محاولة بناء نظرية معيارية عن طريق التناظرات الفيزيائية، فاننا نبدا بصياغة تابع لاغرانج أولا ثم نستنبط معادلات الحركة بعد ذلك . إذن من الضروري معرفة بعض توابع لاغرانج المهمة.

نأخذ على سبيل المثال كثافة لاغرانج:

$$L = \frac{1}{2}\left[\left(\partial^{\mu}\Phi\right)\left(\partial_{\mu}\Phi\right) - m^2\Phi^2\right] \qquad (22.1)$$

تعطي معادلات أولر-لاغرانج:

$$\left(\Box + m^2\right)\Phi\left(x\right) = 0 \qquad (23.1)$$

وهي معادلة $Klein - Gordon$ لجسم حر دون سبين.

معادلة ديراك لفرميون حر تنتج من كثافة تابع لاغرانج:

$$L = \bar{\psi}\left(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m\right)\psi \qquad (24.1)$$

و التي تعطي:

$$\left(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m\right)\psi = 0 \qquad (25.1)$$

في الأخير نعطي كثافة تابع لاغرانج لحقل كهرومغناطيسي حر:

$$L = -\frac{1}{4}\left(\partial_{\nu}A_{\mu} - \partial_{\mu}A_{\nu}\right)\left(\partial^{\nu}A^{\mu} - \partial^{\mu}A^{\nu}\right) \qquad (26.1)$$

رأينا في الميكانيك الكلاسيكي أن الدفع الخطي و الهاملتوني لجملة ما يعطي بالعلاقتين:

$$\begin{cases} p_i = \dfrac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \\ H = \sum p_i\dot{q}_i - L \end{cases} \qquad (27.1)$$

إذن نستطيع بالتشابه مع التحريك الكلاسيكي أن نعرف الدفع المرافق للحقل Φ:

$$\pi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\Phi}} \qquad (28.1)$$

و بذلك تعرف هاميلتوني الجملة:

$$H = \int\left(\pi\dot{\Phi} - L\right)d^3x \qquad (29.1)$$

بالنسبة للمثال السابق (حالة تابع لاغرانج $Klein - Gordon$). الدفع المرافق π يصبح:

$$\pi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\Phi}} = \dot{\Phi} \qquad (30.1)$$

والهاملتوني

$$H = \int\frac{1}{2}\left(\pi^2 + \left(\nabla\Phi\right)^2 + m^2\Phi^2\right)d^3x \qquad (31.1)$$



في هذه العبارة كل حد من الحدود يمكن تفسيره بمدلول خاص، فالحد الأول يفسر على انه الطاقة اللازمة لـ " التنقل في الزمن"، الحد الثاني الطاقة الحركية وهي الطاقة اللازمة لـ " التنقل في الفضاء " والثالث الطاقة اللازمة لوجود الحقل ذاته. إلى هنا الأمر كله عبارة عن نظرية كلاسيكية للحقول ويبقى لنا أن نقوم بتكميمها.

2.1- التكميم الثاني (بتثبيت الزمن):

من النظرية الكلاسيكية للحقول يمكن أن ننتقل إلى النظرية الكمية للحقول و ذلك بالتشابه مع الميكانيك الكمي (مسألة الهزاز). بالنسبة لمعادلة *Klein – Gordon* تمثل معضلة لأنه ليس لدينا فضاء *Hilbert*، و نلاحظ تشابها بين هذه المعادلة و نظيرتها للهزاز التوافقي الكلاسيكي:

$$\Box\Phi(x) + \pi\Phi(x) = 0 \qquad (32.1)$$

$$\ddot{q}(t) + \omega^2 q(t) = 0 \qquad (33.1)$$

نعرف أنه من أجل الهزاز التوافقي يتم إدخال مؤثرين(إحداث-إفناء) اللذان يسمحان بتسوية أمر التناظرات التحريكية لمسألة الهزاز. و بما أن شكل المعادلتين متشابه، إذا يمكن استعمال مؤ ثري الإحداث و الإفناء. الفكرة تتمثل في تجزئة الحقل إلى جملة منتهية درجات الحرية و بناء نظرية لاغرانجية تسمح بالمشابهة مع تكميم جملة ذات عدد منته معروف من درجات الحرية بتكميم الحقل الذي هو عبارة عن جملة ذات عدد غير منته من درجات الحرية.

* حالة جملة جسيمات متفاعلة(ببعد واحد):

تكامل الفعل:

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L(q_1,...,q_n,\dot{q}_1,...,\dot{q}_n,t)\,dt \qquad (34.1)$$

و في الحالة العامة:

$$L = \sum_i \frac{m_i}{2}\dot{q}_i^2 - V \qquad (35.1)$$

لنعتبر مثلا في تقريب أولي بأن الكمون الذي يؤثر على جسيم هو كمون من نفس شكل كمون الهزاز التوافقي. كما نفرض بأن كل هزاز (لأننا جزئنا الجملة إلى جملة واحدة لهزازات ذات كتلة m) يرتبط مع جاره:

$$V = \sum_i \frac{1}{2}m\omega^2 q_i^2 + \sum_i \frac{1}{2}m\omega'^2 (q_i - q_{i+1})^2 \qquad (36.1)$$

$$L = \sum_i \frac{1}{2}m\dot{q}_i^2 - \sum_i \frac{1}{2}m\omega^2 q_i^2 - \sum_i \frac{1}{2}m\omega'^2 (q_i - q_{i+1})^2 \qquad (37.1)$$

بالمرور إلى النهاية عن طريق الاعتبارات التالية:



$$\begin{cases} V\sum_i \to \int d^3x \\ V^{-\frac{1}{2}}\sqrt{m}q_i \to \Phi(\vec{x}) \\ \omega \to \mu \\ V^{-\frac{1}{2}}\sqrt{m}\omega''(q_i \Phi q_{i+1}) \to (\vec{x}) \to \end{cases}$$

إذا فالفعل يكتب:

$$S = \int_{t_1}^{t_2} dt \left[\int d^3x \left\{ \frac{1}{2}\dot{\Phi}^2(\vec{x},t) - \frac{1}{2}\mu^2\Phi^2(\vec{x},t) \Phi \frac{1}{2}(\quad)^2(\vec{x},t) \right\} \right] \quad (38.1)$$

لنحصل على:

$$\partial_\mu\Phi\,\partial^\mu\Phi = \partial_0\Phi\,\partial^0\Phi - \partial_i\Phi\,\partial_i\Phi \quad (39.1)$$

و يمكن أن نكتب كذلك:

$$S = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} d^4x \left[\frac{1}{2}\partial_\mu\Phi\,\partial^\mu\Phi - \frac{1}{2}\mu^2\Phi^2 \right] \quad (40.1)$$

حيث: σ_1: سطح موسع، مع $t_1 = cte$. و σ_2: سطح موسع، مع $t_2 = cte$.

*** التكميم القانوني 1929** (*Heisenberg - Pauli*)):

إن تكميم أي نظرية لاغرانجية يكون في إطار شكلية *Hamilton*. في حالة جملة غير مستمرة و في لحظة زمنية محددة، كما نعرف أن التكميم يكون عن طريق جبر المبـــدلات للمتغيـــرات القانونية Π_i و q_i، مع:

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \quad , \quad H = \sum_i q_i p_i - L$$

و التكميم عن طريق $(\hbar = 1)$:

$$\begin{cases} \left[\hat{q}_i, \hat{p}_j\right] = i\delta_{ij} \\ \left[\hat{q}_i, \hat{q}_j\right] = 0 \\ \left[\hat{p}_i, \hat{p}_j\right] = 0 \end{cases}$$

في حالة حقل *Klein – Gordon*، لدينا

$$T^{00} \Phi \pi^0(\vec{x}) \quad \frac{\partial L}{\partial \dot{\Phi}}(\vec{x}) \quad (\vec{x})$$

و الهاملتوني:

$$\begin{cases} H = -\frac{\partial S}{\partial t} = \int d^3x \left[\pi\dot{\Phi} - L\right] \\ H \Phi \frac{1}{2}\int d^3x \left(\pi^2 \quad (\vec{\ }) \quad \mu^2 \quad ^2\right) \end{cases}$$



و بالمثل مع علاقات التبادل القانونية، نحصل على مسلمات التكميم الجديدة التالية $(\hbar = c = 1)$:

$$\begin{cases} \left[\hat{\Phi}(\vec{x}), \hat{\pi}(\vec{x}')\right] = i\delta^3(\vec{x} - \vec{x}') \\ \left[\hat{\Phi}(\vec{x}), \hat{\Phi}(\vec{x}')\right] = 0 \\ \left[\hat{\pi}(\vec{x}), \hat{\pi}(\vec{x}')\right] = 0 \end{cases}$$

في لحظة t ثابتة. و هنا $(\pi = \dot{\Phi})$، إذ: $\left[\hat{\varphi}(\vec{x}), \hat{\varphi}(\vec{x}')\right] = i\delta^3(\vec{x} - \vec{x}')$

إن تبرير قاعدة التكميم القانوني هام، كونه راجع إلى أن المؤثر $\hat{H}$ هو نفسه مؤثر الهاملتوني لمسلمات التكميم العامة لميكانيك الكم.

وفي حالة معادلة ديراك التي هي عبارة عن معادلة *Klein – Gordon* خطية بمشـــتقات للفضاء و الزمن نكتب :

$$\left(i\gamma^{\nu}\partial_{\nu} - m^2\right)\psi = 0 \qquad (41.1)$$

حيث:

$$\begin{cases} \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix} \\ \gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \end{cases}$$

حيث: σ_i هي مصفوفات باولي، الحقول هنا ليست مقادير سلمية كما في حال علاقة *Klein – Gordon* ، لكن هي عبارة عن ملفات (*spineurs*). لكي نستطيع كتابة تابع لاغرانج علينـــا إيجاد طريقة لضرب ملفات ديراك، كي نكون مقاديرا لاتغيريه تحت تحويلات لورنتز (مقـــادير سلمية)، كان بالإمكان اعتبار $\psi\psi^*$ لا تغيريا للورنتز و لكن هذا غير صحيح. فبالفعل لدينا:

$$\psi\psi^* \to \psi^*\Lambda^*\Lambda\psi \neq \psi^*\psi$$

لأن مصفوفة Λ ليست مصفوفة واحدية، إذن الحل هو اخذ $\bar{\psi} = \psi^*\gamma^0$ ، لنجد أن $\bar{\psi}\psi$ هو فعلا لا تغايري للورنتز.

يمكن أن نكتب إذن دالة لاغرانج المرافقة لمعادلة ديراك كما يلي:

$$L_D = \bar{\psi}\left(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m\right)\psi = \bar{\psi}\left(i\partial\!\!\!/ - m\right)\psi$$

و يمكن التحقق من أننا سنجد معادلة ديراك بتطبيق معادلات الحركة.

كما في السابق يمكن حساب كثافة الدفع المعمم المرافق:

$$\pi = \frac{\partial L_D}{\partial \dot{\psi}} = i\psi^*$$



يمكن نهج نفس الطريقة بالنسبة لمعادلة *Klein – Gordon* باعتبار علاقة التبادل التالية (بالنسبة لزمن t معطى):

$$\left[\psi_a(x),\psi_a(y)\right]=\delta^{(3)}(x-y)\delta_{ab}$$

لكن هذا يقودنا إلى مقادير للطاقة سالبة. والحل استعمال ضد المبدل (*anticommutateur*)، مكان المبدل فنحصل على:

$$\begin{cases}\left\{\psi_a(x),\psi_b^*(y)\right\}=\delta^{(3)}(x-y)\delta_{ab}\\ \left\{\psi_a(x),\psi_b(y)\right\}=\left\{\psi_a^*(x),\psi_b^*(y)\right\}=0\end{cases}$$

3.1- صيغ توابع لاغرانج و إعادة التقنين:

في البداية ما يقيد الحدود التي يحويها تابع لاغرانج، هو أن تكون مقادير لاتغيريـــة. زيـــادة على ذلك الفعل عبارة عن مقدار دون بعد ، ودالة لاغرانج يجب أن يكون لها بعد كتلة قوة:4، إذن الحدود الوحيدة الممكنة تكون من الشكل:

- **بالنسبة للحقول السلمية:** $\mu\Phi^3,\lambda\Phi^4$ حيث: μ بالـــ: MeV، λدون وحدة.
- **بالنسبة للحقول الملفية:** $g\bar{\psi}\psi\Phi$
- **بالنسبة للحقول الشعاعية:** $eA^{\mu}\Phi\partial_{\mu}\Phi^*, e\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi A_{\mu}, e^2|\Phi|^2A^2$

حيث لا ننسى أن نضيف كل الحدود التي تغير القوى و مشتقات الحقول، و هذا حفاظا علـــى تجانس الأبعاد. نستطيع هكذا أن نحصل على عدة توابع لاغرانج ، و تحديدا التابع :

$$L=\frac{1}{2}\left(\partial_{\mu}\Phi\right)^2-\frac{1}{2}m^2\Phi^2-\frac{\lambda}{4!}\Phi^4 \qquad (42.1)$$

والذي يدعي تابع لاغرانج (Φ^4). نموذج هيغز المتفاعل مع نفســه فـــي النمـــوذج المعيـــاري الكهروضعيف يحتوي على هذا النوع من تابع لاغرانج .

تابع لاغرانج آخر مميز هو :

$$\begin{aligned}L_{QED}&=L_{Dirac}+L_{Maxwell}+L_{interaction}\\&=\bar{\psi}(i\partial-m)\psi-\frac{1}{4}\left(F_{\mu\nu}\right)^2-e\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi A_{\mu}\end{aligned} \qquad (43.1)$$

حيث: $F_{\mu\nu}$هو الممتد الكهرومغناطيسي المعرف بـــ:

$$F_{\mu\nu}=\partial_{\mu}A_{\nu}-\partial_{\nu}A_{\mu} \qquad (44.1)$$

ويسمى تابع لاغرانج الإلكتروديناميك الكمي (وهي تدل على وجـــود الفوتونـــات و الجســيمات المشحونة).

يمكن كذلك أن نحصل على العديد من توابع لاغرانج، لكن المثالين الأخيرين هما الأساس.



هناك مقياس آخر يطرح للاختيار من اجل تشكيل دوال لاغرانج هـــو إمكانيـــة أو عـــدم إمكانية تقنين النظرية ، بالفعل الحدود من الدرجة المرتفعة في نظرية الاضـــطراب تســـتدعي التكامل على الدفوع الأربعة للجسيمات الوسيطية، هذه التكاملات في الغالب تكـــون متباعـــدة. سنكون إذن مرغمين على اخذ نهاية عظمى للتكامل هي Λ (التي تمثل نوع من النهاية بين الطاقات الضعيفة و النسبوية). ثم نحسب التكامل بجعل Λ يؤول إلي اللانهاية . إذا كانت كل الحدود التي تحوي Λ مختفية نقول أن النظرية قابلة للتقنين. هذه الطريقة ضـــرورية لأنـــه فـــي الحالـــة المعاكسة من المستحيل أن نتنبأ بأي شيء.

من هذا المنطلق يمكن أن تساءل: متى يمكن للطبيعة أن تقدم نظريات قابلة للتقنين؟ لكـــن في الواقع و في حالة التقريبات في الطاقات المنخفضة دائما تكون النظريات قابلة للتقنين.

4.1- التناظرات – مبرهنة Noether و توابع لاغرانج:

نظرية ***Noether*** هي نظرية تربط علاقة بين تناظرات جملة ما و قوانين حفظها. بالنسبة لتحويل مستمر نكتب :

$$\Phi(x) \to \Phi'(x) = \Phi(x) + \alpha \Delta \Phi(x) \qquad (45.1)$$

حيث: α وسيط متناه في الصغر. هذا التحويل يسمى تناظرا إذا حافظ على معادلات الحركة،و بالتالي توابع لاغرانج (بإضافة تفرق) لاتغيرية، نكتب:

$$\mathcal{L}(x) \to \mathcal{L}(x) + \alpha \partial_\mu J^\mu(x) \qquad (46.1)$$

بأخذ تغير الحقول نحصل على :

$$\alpha \Delta \mathcal{L} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi}(\alpha \Delta \Phi) + \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \Phi)}\right)\partial_\mu(\alpha \Delta \Phi)$$

$$= \alpha \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \Phi)} \Delta \Phi\right) + \alpha\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi} - \partial_\mu\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \Phi)}\right)\right)\Delta \Phi \qquad (47.1)$$

من معادلة أولر لاغرانج، الحد الثاني ينعدم، ونحصل على :

$$j^\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \Phi)} \Delta \Phi - J^\mu, \qquad \partial_\mu j^\mu(x) = 0 \qquad (48.1)$$

هكذا يمكن أن نرى بأن التيارات المحفوظة أو حفظ الشحنة تتأتى من تناظرات الجملة، وبالتالي نناظر تابع لاغرانج. سنحاول إيجاد نماذج لتوابع لاغرانج لها تناظرت محددة، مثلا :

– النموذج الكهروضعيف هو تناظري بالتحويل المعياري: $SU_L(2) \times U_Y(1)$

– والنموذج المعياري متناظر بالنسبة للتحويل [2، 3، 4]: $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$



سنرى فيما بعد أن في هذين المثالين: كسر للتناظر. بالفعل التناظرات بالنسبة للتفاعل الكهروضعيف ليست تناظرات كبيرة نسبة إلى التناظر في النموذج المعياري. من هنا يمكن أن نتساءل عن إمكانية وجود تناظر أكبر الذي يمكن أن يكسر بشكل كيفي.

هكذا يكون الفرق في الكتلة بالنسبة للجسيمات، الذي يبدو غير مفهوم السبب يمكن أن يتأتى من ظاهرة مشابهة، و هو ما اقترحه هيغز(آلية هيغز).

يمكن أن نظهر في مثال بسيط كيف يتم ذلك.

ليكن تابع لاغرانج: التال Φ^4ي:

$$L = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \Phi\right)^2 + \frac{1}{2}\mu^2\Phi^2 - \frac{\lambda}{4!}\Phi^4 \qquad (49.1)$$

هذا التابع لاتغيري بالنسبة للتحويل:

$$\Phi \to -\Phi$$

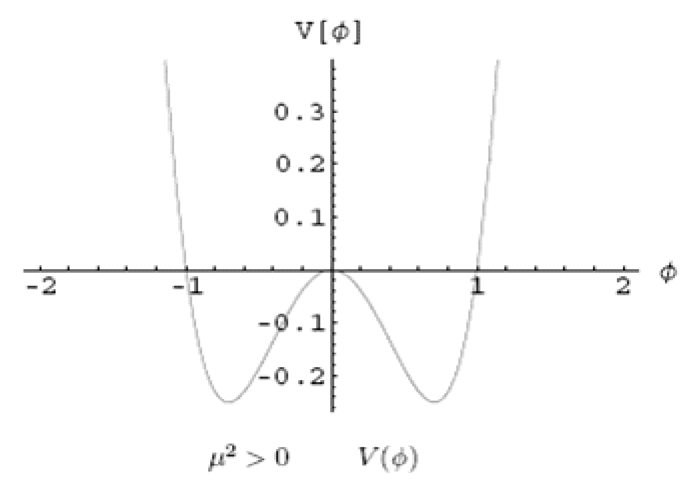
تابع هاملتون الموافق له من الشكل:

$$H\,\Phi = d^3x\left[\frac{1}{2}\pi\Phi^2 + \frac{1}{2}\left(\Phi\right)^2 \quad \frac{1}{2}\mu^2 \quad {}^2 \quad \frac{\lambda}{4!} \quad {}^4\right]. \qquad (50.1)$$

ينتج عن ذلك كمون من الشكل:

$$V(\Phi) = -\frac{1}{2}\mu^2\Phi^2 + \frac{\lambda}{4!}\Phi^4 \qquad (51.1)$$

الذي يمثل بيانيا كما يلي:



الشكل (I.1): كمون تابع لاغرانج Φ^4

هذا المنحنى يأخذ قيمتين صغريتين لما Φ تأخذ القيمتين:

$$\Phi = \pm v = \pm\sqrt{\frac{6}{\lambda}}\mu \qquad (52.1)$$

و في جوار نهاية صغرى (نعتبر الطاقات منخفضة)، يمكننا كتابة:

$$\Phi(x) = v + \sigma(x) \qquad (53.1)$$



تابع لاغرانج بدلالة $\sigma(x)$، يصبح من الشكل:

$$L = \frac{1}{2}\left(\partial_{\mu}\sigma\right)^{2} - \frac{1}{2}\left(2\mu^{2}\right)\sigma^{2} - \sqrt{\frac{\lambda}{6}}\mu\sigma^{3} - \frac{\lambda}{4!}\sigma^{4} \qquad (54.1)$$

في هذه العبارة ليس فقط التناظر : $(\Phi \to -\Phi)$ غير ظاهر، لكن ظهرت هناك حدود من نوع جديد (σ^{3}) في تابع لاغرانج. إذن في حين لا يوجد تناظر بالنسبة للطاقات المنخفضـــة، فـــانه يمكن أن يظهر بالنسبة لطاقات مرتفعة. وإذا كانت معادلات الحركة تناظرية بالنسبة لتحويـــل عياري هذا لا يلزم أن تكون حلولها أيضا تناظرية.

في نموذج هيغز، كسر التناظر يكون بالنسبة لتناظر مستمر وليس متقطع ($\Phi \to -\Phi$) والـــذي تظهر فيه حدود للكتلة (من الشكل $\mu^{2}\phi^{2}$).



الفصل الثاني:

النموذج النظري لهيغز

لنتطرق إلى الوصف المختصر للنموذج المعياري للتفاعل الكهروضعيف، هذا الوصف الوجيز يسمح لنا أن نفهم ضرورة إدخال آلية جديدة تمكننا من إظهار كتلة بعض الجسيمات مع الحفاظ على لاتغايرية المعيارية.

في النموذج المعياري الموحد، التفاعلات الكهروضعيفة توصف بزمرة المعيارية: $SU(2)\times U(1)$. هذه النظرية في صورتها البسيطة تمثل كل التفاعلات الكهروضعيفة بين الفرميونات عندما تتبادل بينها بوزونات شعاعية دون كتلة. يجب الإشارة إلى أن الوصف الكامل للنموذج الكهروضعيف ومن ثم المدخل إلى بوزون هيغز سيعرض بدقة في الفقرات اللاحقة.



1.2- ضرورية آلية هيغز:

الوسيلة المتبعة لبرهان ضرورة إيجاد آلية جديدة ترتكز على النظرية الكمية للحقول تعتمد على كثافة تابع لاغرانج لحقل بوزون حر دون كتلة، التي يمكن كتابتها كمجموع لحقل B_μ الذي يعتبر لاتغيريا، بالنسبة للمعيار: $U(1)$ وثلاثة حقول للمعيار $SU(2)$ حقيقية W_μ^i $(i=1,2,....)$ $[4،،3 \quad 2]$.

تابع لاغرانج يكتب إذن كما يلي:

$$L^B = -\frac{1}{4}F_{B\mu\nu}(x)F_B^{\mu\nu}(x) - \frac{1}{4}F_{w\mu\nu}(x)F_w^{\mu\nu}(x) \qquad (1.2)$$

في هذه العلاقة الحقول الموترة معرفة كما يلي:

$$F_B^{\mu\nu} = \partial^\nu B^\mu - \partial^\mu B^\nu \qquad (2.2)$$

$$F_w^{\mu\nu} = \partial^\nu W^{i\mu} - \partial^\mu W^{i\nu} \qquad (3.2)$$

هذه الحدود لتابع لاغرانج الحر توافق حدود الطاقة الحركية للبوزونات. عن طريق التحويلات التالية:

$$\begin{cases} A_\mu = \cos(\theta_w)B_\mu + \sin(\theta_i)W_\mu^3 \\ Z_\mu = \sin(\theta_w)B_\mu - \cos(\theta_i)W_\mu^3 \\ W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^1 \pm W_\mu^2\right) \end{cases} \qquad (4.2)$$

حيث θ_wهي زاوية وينبرغ.

تابع لاغرانج الذي يصف حقل البوزونات الشعاعية الحرة يصبح:

$$L^B = \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) - \frac{1}{2}F_{w\mu\nu}(x)F_w^{\mu\nu}(x) - \frac{1}{4}F_{z\mu\nu}F_z^{\mu\nu}(x) \qquad (5.2)$$

حيث: $F_{\mu\nu}$ الموتر الكهرومغناطيسي و $F_{w\mu\nu}$ ، $F_{z\mu\nu}$ هما الموتران للحقل بالنسبة للجسيمتين $W^\pm$، Z. تجريبيا الملاحظات تبين أن $W^\pm$ و Z لها كتل. الحقول المرافقة تتعلق إذا بهذه الجسيمات. لكي نرفق بهذه الجسيمات كتلة، الطريقة الأبسط هي إدخال في عبارة تابع لاغرانج الحدود التالية:

$$L_m = m_w^2 W_\mu(x)W^\mu(x) + \frac{1}{2}m_z^2 Z_\mu(x)Z^\mu(x) \qquad (6.2)$$

حيث m_w و m_z هي كتل البوزونات $W^\pm$ و Z على الترتيب. على العكس عند إدخال الكتلة بهذه التقنية (الطريقة)، فإن كثافة تابع لاغرانج تفقد لاتغيريتها بالنسبة للتحويلات المعيارية $U(1)$ المعرفة كما يلي:

$$\psi(x) \to \psi'(x) = e^{iY\alpha(x)}\psi(x) \qquad (7.2)$$



حيث: $\psi(x)$ هو حقل البوزون ذي الشحنة Y و $\alpha(x)$ تابع تفاضلي كيفي. كذلك تابع لاغرانج الذي يضم حدود الكتلة m لن يكون لاتغيريا بالنسبة للتحويل المعياري $SU(2)$. برهان لاتغيرية، هذا الأخير ليس بالأمر السهل لذلك لن نتطرق له هنا.

عندما نتجاهل لاتغيرية المعيارية،النتيجة تكون عبارة عن نظرية غير قابلة للتقنين معنى ذلك: نظرية لا تصف القوانين الفيزيائية. حيث تعتبر إمكانية التقنين لنظرية ما ضرورة لوصف القوانين التي تنشأ عنها. من أجل المحافظة على لا تغيرية المعيار $SU(2)\times U(1)$ ولكي ندخل كتلة البوزونات الشعاعية $W^{\pm}$ و Z (كي نحترم النتائج التجريبية)، يكون من الأنسب أن ندخل آلية جديدة. أحد الحلول لهذا الإشكال هو الكسر التلقائي للتناظر.

2.2- الكسر التلقائي للتناظر:

سنقوم بتقديم نموذج غولدستون *Goldstone* [7] يساعدنا على فهم الكسر التلقائي للتناظر، إذ هو عبارة عن نموذج بسيط يسمح لنا أن نظهر كيف أن كسر التناظر يمكن أن يوجد في النموذج المعقد للتفاعلات الكهروضعيفة.

الدراسة هنا عامة، الشيء الذي يمكننا من استخراج خصائص هذه الآلية وتطبيقها على نماذج أكمل:

في البداية تعتبر نظرية حقل كلاسيكي عامة توصف بكثافة تابع لاغرانج التالي:

$$\mathbf{L} = \partial^{\mu}\varphi^{*}\partial_{\mu}\varphi - V(\varphi) \qquad (8.2)$$

حيث: $\varphi = \varphi(x)$عبارة عن حقل معقد (مركب) يمكن فصل جزءه الحقيقي عن جزءه التخيلي:

$$\varphi = \frac{\sqrt{2}}{2}(\varphi_1 + i\varphi_2) \qquad (9.2)$$

و $V(\varphi)$ الكمون ذي الشكل:

$$V(\varphi) = \mu^2|\varphi|^2 + \lambda|\varphi|^4 \qquad (10.2)$$

الثوابت: μ، λ حقيقة و λ موجب. كمون من هذا الشكل هو أبسط كمون يمكن أن يكون قابلا للتقنين، والذي يحتفظ بلاتغيرية المعيارية $U(1)$. نشير أن هذه النظرية لا تصف كما هي الآن، جمل الفيزيائية خاصة. على العكس كل نظرية لديها هذه الخصائص يمكنها أن تبين آلية غولدستون (أي الكسر التلقائي للتناظر).

كثافة تابع لاغرانج لاتغيرية بالنسبة للتحويلات العامة للزمرة: $U(1)$، معنى ذلك أنه بالنسبة لتحويلات الطور التالية:

$$\varphi(x) \rightarrow \varphi'(x) = e^{i\omega}\varphi(x) \qquad (11.2)$$



يكون تابع لاغرانج محافظا على نفس الشكل. معادلات الحركة و كذلك القــوانين الفيزيائيــة توصف بنفس الطريقة.

الفراغ الذي يمثل حالة الطاقة الدنيا، يجب أن يكون لاتغيريا بالنســبة لتحــويلات لورانــتز *Lorentz* وبالنسبة للانسحابات. كذلك قيمة الحقل $\varphi(x)$ يجب أن تكون ثابتة في هذه الحالة. إذن توجد هناك إمكانيتان لحالة الفراغ حسب قيمة الوسيط μ^2. إذا كان μ^2 موجبا فــان القيمــة الصغرى للكمون تكون عندما يأخذ الحقل قيمة معدومة: $\varphi(x) = 0$ وهي حالــة عاديــة. علــى العكس إذا كان μ^2 سالبا، القيمة الصغرى للطاقة تنحل عندئذ يوجد عدد لانهــائي مــن القيــم الممكنة للقيم الطاقة الدنيا للحقل.

هذه القيم تعطي بالحلقة:

$$\varphi_{v\,\min} = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}}e^{i\theta} \quad , \qquad 0 < \theta < 2\pi \qquad (12.2)$$

في مستو مركب.

بما أن تابع لاغرانج لاتغيري بالنسبة لــ: $U(1)$ التي تمثل الدورانات في المستوى المركب لــ: φ، فان كل الاتجاهات مسموحة. نختار: $\theta = 0$، فنجد:

$$\varphi_{v\,\min} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} = \frac{v}{\sqrt{2}} \qquad (13.2)$$

إن كون الحالة الأساسية للجملة المعتبرة توصف بواسطة حقل ذو قيمة غير معدومــة بالنســبة للفراغ، يقودنا إلى الفكرة التالية:

عوض أن نستعمل الحقل φ، يكون بالإمكان أن نستعمل انحرافه بالنســبة لقيمــة الفــراغ كمتغير تحريكي.

بالفعل، يظهر لنا واعدا أن ندرس الاهتزازات الصغيرة حــول الحالــة المســتقرة $\varphi = \frac{v}{\sqrt{2}}$، عوضا عن النقطة $\varphi = 0$، التي توافق في هذه الحالة، حالة غير مستقرة. واحدة من التقنيات التي تسمح لنا بمعالجة هذا الإشكال هي إعادة كتابة تابع لاغرانج بحدود لمتغيرات قطرية و زاويــة للحقل المعرف كما يلي:

$$\varphi(x) = \rho(x)\, e^{\left(i\frac{\pi(x)}{v}\right)} \qquad (14.2)$$

المعامل $\frac{1}{v}$ أدخل في الأس لكي يأخذ الحقل الزاوي π، الأبعاد الملائمة للكتلة. باستعمال هــذه العبارة للحقل. تابع لاغرانج يكتب كما يلي:

$$L = \partial^\mu \rho\, \partial_\mu \rho + \frac{1}{v^2}\partial^\mu \pi\, \partial_\mu \pi - \lambda\left(\rho^2 - \frac{v^2}{2}\right)^2 \qquad (15.2)$$



إذا أردنا دراسة الاهتزازات حول قيمة الفراغ (نقطة التوازن)، أي من اجل قيم صغيرة للطاقة فإننا نكتب ρ، كما يلي:

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\sigma\left(x\right)+v\right) \qquad (16.2)$$

حيث: v هي قيمة الحقل في الفراغ و $\sigma\left(x\right)$ عبارة عن حقل يصف الانزياح حــول الفــراغ.

الآن نقطة المرجع هي: $\frac{v}{\sqrt{2}}$ و ليس: 0.

باستعمال هذا التغيير تابع لاغرانج يكتب كمايلي:

$$L = \frac{1}{2}\partial^{\mu}\sigma\partial_{\mu}\sigma + \frac{1}{2}\partial^{\mu}\pi\partial_{\mu}\pi - \frac{1}{4}\lambda\left(\sigma^{2}+2v\sigma\right)^{2} + \frac{1}{2v^{2}}\sigma^{2}\partial^{\mu}\pi + \frac{1}{v}\sigma\partial^{\mu}\pi\partial_{\mu}\pi \qquad (17.2)$$

$$L = \frac{1}{2}\partial^{\mu}\sigma\partial_{\mu}\sigma + \frac{1}{2}\partial^{\mu}\pi\partial_{\mu}\pi - \lambda v^{2}\sigma^{2} + \text{interactions.} \qquad (18.2)$$

حيث كل الحدود ذات درجة أعلى من الدرجة الرباعية اعتبرت كحدود تفاعــل متحصــل عليها بطريقة الاضطراب . دالة لاغرانج المتحصل عليها تبين ان π و σ هما حقلان حقيقيان لــ $Klein-Gordon$. بتكميم هذه الحقول فإن تابع لاغرانج يصف حقلين لجسيمين ذو سبين يساوي صفرا (بوزون غولدستون). زيادة على ذلك الحقل σ له حد ذو كتلة في حين أن π دون كتلة، والكتلة المرافقة للحقل σ تكون بالتحديد:

$$m_{\sigma} = \sqrt{2}\lambda v = \sqrt{2}\mu \qquad (19.2)$$

إذن النموذج الذي انطلقنا منه، مكتوب بدلالة الحقل φ يصف حقلين ســليمين π و σ مــع $m_{\sigma} = \sqrt{2}\mu$ و $m_{\pi} = 0$. هذا التفسير لم يكن ظاهرا من قبل لأنه لم تكن هناك حدود متعلقة بالكتلة m. هكذا يكون كسر التناظر بالنسبة لــ $U\left(1\right)$، والذي سببته انحلال الطاقة الدنيا لتابع لاغرانج، وينشأ نظرية اضطراب، إضافة إلى بوزون له كتلة وبوزون دون كتلة. بعبارة أخرى:

الكتلة نشأت انطلاقا من كسر التناظر وليس مجرد إضافة حــدود متعلقــة بالكتلــة لتــابع لاغرانج.

3.2- لاتغيرية المعيارية الآبلية:

معظم النظريات الفيزيائية ترتكز على مبادئ لاتغايرية المعيار لأنها تظهر و كأنها خاصة من خصائص الطبيعة، وينتج عن ذلك أن القوانين الفيزيائية تكون لاتغيرية بالنسبة للمعيارية.

نموذج التفاعلات الكهروضعيفة، والذي تشكل آلية هيغز جزءا منه، هو أيضا مبني على هــذه المبادئ. إذن يجدر بنا أن ندرس ماهية " لاتغيرية المعيارية" بوصفها في قالب أعم.

في البداية نعتبر كثافة لاغرانج من اجل حقل كلاسيكي لديراك في حالة جسيمة حرة:

$$L = i\bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi - m\bar{\psi}\psi \qquad (20.2)$$



نذكر بان هذه الكثافة لدالة لاغرانج تصف جسيمة ذات سبين نصف صحيح(*demi entier*)، أي فرميون هذه العبارة هي لاتغيرية بالنسبة لتحويل الطور الكلي. إذن نستطيع أن نكتب:

$$\begin{cases} \psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\omega}\psi(x) \\ \bar{\psi}(x) \rightarrow \bar{\psi}'(x) = e^{-i\omega}\bar{\psi}(x) \end{cases} \qquad (21.2)$$

حيث ω وسيط مستقل عن الإحداثيات و الذي يمكن أن يأخذ أي قيمة حقيقية.

التحويل الواحدي المشار إليه في العلاقة السابقة يشكل زمرة آبلية (لأن التحويل تبديلي) تسمى $U(1)$.

إذا كان ω يتعلق ب x بمعنى أخر $\omega = \omega(x)$ فالتحويل يكتب على الشكل:

$$\begin{cases} \psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\omega(x)}\psi(x) \\ \bar{\psi}(x) \rightarrow \bar{\psi}'(x) = e^{-i\omega(x)}\bar{\psi}(x) \end{cases} \qquad (22.2)$$

إذن تابع لاغرانج يحول وفق هذه المعادلات لـيصبح:

$$\begin{cases} L_0' = i\bar{\psi}'\gamma^\mu\partial_\mu\psi' - m\bar{\psi}'\psi' \\ L_0' = e^{-i\omega(x)}i\bar{\psi}\gamma^\mu\left(i\partial_\mu\omega(x)e^{-i\omega(x)}\psi + e^{-i\omega(x)}\partial_\mu\psi\right) - m\bar{\psi}\psi \\ L_0' = -\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\omega(x) + L_0 \end{cases} \qquad (23.2)$$

هكذا ترى أن L_0 ليس لاتغيريا بالنسبة لتحويل الطور المحلي. وعدم لا تغيرية L_0 يمثل بتدرج الوسيط ω مضروبا في تيار *Noether* المنحفظ. مساهمة هذا الحد يمكن أن تعدم عند إضافة حد التفاعل في تابع لاغرانج من البداية.

الحد الجديد للتفاعل هو في الحقيقة حقل شعاعي جديد مزدوج مع تيار *Noether* المنحفظ.

نذكر أنه في التناظر بالنسبة لـ: $U(1)$، التيار يأخذ الشكل التالي:

$$j_\mu = \bar{\psi}\gamma_\mu\psi \qquad (24.2)$$

وينتج عن ذلك الحد الجديد في دالة لاغرانج :

$$L_{\text{int}} = g\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \qquad (25.2)$$

حيث: g ثابت الربط و الحقل الشعاعي A_μ، يجب أن يتحول كما يلي:

$$A' = A_\mu + \frac{1}{g}\partial_\mu\omega(x) \qquad (26.2)$$

وهو عبارة عن تحويل عياري محلي.

والآن ندخل الحد السابق في تابع لاغرانج، لـيصبح تابع لاغرانج الكلي لاتغيريا بالنسبة لتحويل الطور المحلي:



$$\begin{cases} L' = L_0 + g\overline{\psi'}(x)\gamma^{\mu}\psi'(x)A'_{\mu} \\ L' = L_0 - g\overline{\psi}(x)\gamma^{\mu}\psi(x)\partial_{\mu}\omega(x)A_{\mu} + g\overline{\psi}(x)\gamma^{\mu}\psi(x)\partial_{\mu}\omega(x)\left[A_{\mu} + \frac{1}{g}\partial_{\mu}\omega(x)\right] \\ L' = L \end{cases} \quad (27.2)$$

علاقات التحويل تسمى معيارا ابليا و الحقل الإشعاعي A_{μ} يسمى حقل المعيار الآبلي. تابع لاغرانج اللاتغيري المعيار يمكن أن يكتب كما يلي.

$$L = i\overline{\psi}\lambda^{\mu}D_{\mu}\psi - m\overline{\psi}\overline{\psi} \quad (28.2)$$

حيث الرمز D_{μ} يمثل *dérivée covariante* ويعطي بالعلاقة:

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - igA_{\mu} \quad (29.2)$$

الحسابات المجراة حاليا تبين انه بإدخال لاتغيرية تابع لاغرانج، بالنسبة لتحويلات المعيار المحلية، يصبح من الضروري تعريف تفاعل مع حقل معياري له خصائص محددة. هذه الملاحظة ضرورية عندما نتطرق لنموذج غلاشو–وينبرغ –سلام *Glashow-Weinberg-Salam* [8 ،9، 10].

إضافة إلى ذلك من أجل الحصول على لاتغيرية المعيارية الآبلية يجب استبدال المشتقات الجزئية في حد الطاقة الحركية للفرميون بـ *dérivée covariante* . وعند إضافة الحقل: A_{μ} بواسطة لاتغيرية المعيار و *dérivée covariante* يصبح من الضروري إضافة حد الطاقة الحركية إلى عبارة تابع لاغرانج لنحصل على معادلات الحركة (بواسطة معادلة أولر لاغرانج) للحقل A_{μ}، كذلك يجب حفظ لاتغيرية المعيار بالنسبة لهذا الحد (حد الطاقة الحركية).

بالنسبة لتحويلات المعيار المطبقة على الحقل A_{μ} فان الموتر التالي يعتبر لاتغيري:

$$F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu}$$

أخيرا تابع لاغرانج يمكن إكماله بإضافة حد رباعي بدلالة $F_{\mu\nu}$ (حد الطاقة الحركية) الذي يعطي :

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\overline{\psi}D_{\mu}\psi \quad (30.2)$$

من الممكن أن نرفق الحقل A_{μ} بالكمون الشعاعي الكهرومغناطيسي. المعادلات التي تصف الظواهر الكهرومغناطيسية، تعتمد على لاتغيرية المعيار المحلي، و من ثم فهي توصف بتابع لاغرانج السابق.

4.2- النموذج الآبلي و آلية هيغز:



يمكننا إدخال آلية هيغز في إطار نظرية آبلية بسيطة هي الكهرومغناطيسية. مرة أخـــرى، هذه الخطوات تجد تفسيرا لها في نموذج التفاعلات الكهروضعيفة الذي يستعمل آلية هيغز فـــي إطار أوسع (النظرية غير آبلية).

فكرة الانطلاق التي تؤدي إلى آلية هيغز، تعتبر تفاعل حقـــل معيـــار آبلـــي فـــي نمـــوذج *Goldstone* الذي سبق وصفه. نذكر أن التقنية المستعملة لإدخال حقل، هـــي اســـتبدال المشـــتق الجزئي بــ *dérivée covariante* ، في حد الطاقة الحركية لحقل المعيارية. وعليه يكون تابع لاغرانج :

$$L_{Higgs} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \left(\partial_\mu - igA_\mu\right)\varphi\left(\partial_\mu + igA_\mu\right)\varphi^* - \lambda\left[\varphi\varphi^* - \frac{v^2}{2}\right]^2 \qquad (31.2)$$

حيث g هو ثابت الربط للمعيارية، و $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

تابع لاغرانج تعتبر لاتغيري للمعيار المحلي بحيث يكون:

$$\begin{cases} \varphi(x) \to \varphi'(x) = e^{i\omega(x)}\varphi(x) \\ \varphi^*(x) \to \varphi'^*(x) = e^{i\omega(x)}\varphi^*(x) \\ A_\mu(x) \to A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{g}\partial_\mu\omega(x) \end{cases} \qquad (32.2)$$

وبالمثل مع نموذج *Goldstone* يمكننا إعادة كتابة الحقل بمتغيرات قطرية و زاوية.

بواسطة هذه التغيرات، التحويلات المعيارية الموصوفة سابقا تعطى كما يلي:

$$\begin{cases} \rho(x) \to \rho'(x) = \rho(x) \\ \pi(x) \to \pi'(x) = \pi(x) + v\,\omega(x) \\ A_\mu(x) \to A'(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{g}\partial_\mu\omega(x) \end{cases} \qquad (33.2)$$

عمليا إن مبدأ لاتغيرية المعيارية يعني أن تشكيل الحقل الموصـــــوف بــــ $\rho(x)$، $\pi(x)$ و $A_\mu(x)$ (والذي يوافق حلول معادلات الحركة)، يكون مكافئا للحقل الموصـــوف بـــ: $\rho'(x)$، $\pi'(x)$ و $A'_\mu(x)$ المتحصل عليه بالتحويلات المعيارية السابقة. بعبارة أخرى كل المقـــادير الفيزيائيـــة يمكن حسابها انطلاقا من مجموعـــــات الحقـــل: $(\rho(x), \pi(x), A_\mu(x))$ و $(\rho'(x), \pi'(x), A'_\mu(x))$ لتكون النتائج المتحصل عليها متطابقة. الفيزياء مستقلة عن اختيار المعيارية $\omega(x)$ الأمر الـــذي يستلزم علينا اختيار $\omega(x)$ بصورة كيفية.

إذن نختار $\omega(x) = -\pi(x)/v$، عندها تكون التحولات المعيارية كما يلي :



$$\begin{cases} \rho(x) \to \rho'(x) = \rho(x) \\ \pi(x) \to \pi'(x) = 0 \\ A_\mu(X) \to A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{gv}\partial_\mu \pi(x) \end{cases} \quad (34.2)$$

هذا الاختيار يسمى بالمعيار الواحدي، وهو يقصى تماما متغير الحقل $\pi(x)$. نتيجة لذلك، يكون بوزون *Goldstone*، في نموذج هيغز، ليس له أي حقيقة فيزيائية مع إمكانية إقصاؤه باختيار مناسب للمعيار. إذن من الممكن تعريف معادلات الحركة في المعيار الواحدي انطلاقا من تابع لاغرانج آخذين في الحسبان: $\pi(x) = 0$.

ودائما بالتشابه مع نموذج غولدستون، الحقل القطري يجب أن يعرف كما يلي :

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma + v) \quad (35.2)$$

وأخيرا تابع لاغرانج في المعيارية الواحدية يكتب :

$$\begin{cases} L^U_{Higgsg} = \frac{1}{2}\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \lambda v^2 \sigma^2 - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + \frac{1}{2}g^2 v^2 B_\mu B^\mu + \\ \qquad + g^2 v \sigma B_\mu B^\mu + \frac{1}{2}g^2 \sigma^2 B_\mu B^\mu - \lambda \gamma \sigma^3 - \frac{1}{4}\lambda \sigma^4 \\ L^U_{Higgs} = \frac{1}{2}\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \lambda v^2 \sigma^2 - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + \frac{1}{2}g^2 v^2 B_\mu B^\mu + \text{int}\,eractions \end{cases} \quad (36.2)$$

في هذه العبارة، الحد B_μ أدخل ليحافظ على الكتابة الرياضية. وهو يوافق قيمة الحقل الشعاعي $A_\mu(x)$ معبرا عنه في المعيارية الو احدية. وكنتيجة لذلك الموتر $G_{\mu\nu}$ يعرف بـ: $G_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$.

كما كان متوقعا: الحقل σ يحوي حدا للكتلة ($\lambda v^2 \sigma^2$). إذن الحقل يمكن أن يرفق كتلة بجسيمة ذات سبين معدوم 0(بوزون). وعلى العكس نلاحظ وجود حد متعلق بالكتلة في الحقل الشعاعي B_μ، مع أن هذا الحد كان غائبا كليا في تابع لاغرانج الأصلي. هنا يكمن جوهر آلية هيغز (المبينة هنا بالنسبة لمعيار آبلي جد بسيط): عندما تتحقق من معيارية كسر التناظر التلقائي فإن بوزون غولدستون الأصلي يختفي، والحقل المعياري يكتسب حد كتلة. بالموازاة مع ذلك،الحقل السلمي الممثل لجسيمة ذات كتلة يبقى دائما في عبارة تابع لاغرانج.

بجمع (دمج) هذه النظرية مع نظرية التحريك الكهربائي، نقول أن بوزون *Goldstone* قد (أكل) من طرف آلية هيغز (تبعا لتطبيق التحويل المعياري) ليعطي كتلة للفوتون.

هذه الظاهرة موضحة في تابع لاغرانج للمعيارية الواحدية حيث نجد أن الحقل السلمي σ يمثل بوزون هيغز والحقل الشعاعي B_μ يمثل الفوتون ذو كتلة. لكن التجربة أثبتت أن الفوتون



ليس له كتلة. إذن هذا النموذج ليس صالحا بما انه يتنبأ بأشياء تخالف التجربة. غير أنه على العكس من ذلك يمكننا تقديم آلية هيغز بطريقة بسيطة نوعا ما. هذه الآلية تستعمل في نموذج وينبرغ – سلام لتعطي كتلا للبوزونات Z و $W^{\pm}$.

5.2- المعيارية الغير آبلية:

كما أوضحنا في الفقرة السابقة. فان الكسر التلقائي للتناظر لمعيارية آبلية يرفق كتلة للفوتونات وهذا عمليا غير محقق. إذن نلجأ إلى المعيارية غير الآبلية من اجل أن نعرف إمكانية وجود بوزون بدون كتلة، والذي يتمثل في الفوتون وثلاثة بوزونات لها كتلة $(Z_0;W^+;W^-)$.

1.5.2- النموذج البسيط $SU(2)$:

ليكن نموذج ذو حقل معياري $SU(2)$ وحقل سلمي Φ يتصرف كملف (*spineur*)، يمكن لنا أن نعرف *dérivée covariante* من أجل الحصول على تناظر باستعمال التحويل المعياري، وليكن:

$$D_\mu \Phi = \left(\partial_\mu - igA_\mu{}^a \tau^a\right)\Phi \qquad (37.2)$$

حيث: $\tau^a = \frac{\sigma^a}{2}$ مصفوفات باولي.

طبقا لنموذج *Goldstone*، الحقل Φ يأخذ قيمة غير معدومة في الفراغ، والذي يمكن أن نكتبه كما يلي:

باعتبار لاتغايرية $SU(2)$:

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \qquad (38.2)$$

حد الكتلة يأتي من الحد الأصلي للطاقة الحركية في ($\left(D_\mu \Phi\right)^2$) ويكون:

$$\left|D_\mu \Phi\right|^2 = \frac{1}{2} g^2 \begin{pmatrix} 0 & v \end{pmatrix} \tau^a \tau^b \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} A_\mu{}^a A^{b\mu} + ... \qquad (39.2)$$

وباستعمال قواعد التبديل لمصفوفات باولي يكون لدينا حد للكتلة من أجل تابع لاغرانج:

$$L = \frac{g^2 v^2}{8} A_\mu^a A^{a\mu} \qquad (40.2)$$

إذن البوزونات الثلاثة للمعيارية يكون لديها الكتلة $m_A = \frac{gv}{2}$، والذي لا يوافق الواقع.

يمكننا إذن أن نجرب بنفس الطريقة آخذين في هذه المرة حقلا سلميا يتصرف كشعاع وليس ملفا (ذو قيم حقيقية)، يجب أن نستعمل إذن التمثيل الشعاعي لـ: $SU(2)$و باجراء التحويل التالي:



$$\left(D_{\mu}\Phi\right) = \partial_{\mu}\Phi_{a} + g\varepsilon_{abc}A_{\mu}^{b}\Phi_{c} \qquad (41.2)$$

حد الكتلة يظهر على الشكل:

$$L_{masse} = \frac{g^{2}}{2}\left(\varepsilon_{abc}A_{\mu}^{b}\left(\Phi_{0}\right)_{c}\right)^{2} \qquad (42.2)$$

Φ_0 تمثل قيمة الحقل في الفراغ. كما في السابق، هذه القيمة يجب أن تبقى لاتغايرية بالتحويل الدوراني. ونتيجة لذلك هذا الشعاع يمكن أن يأخذ أي اتجاه ليصف كرة في الفضاء الداخلي (الشكل 1).

إذن يمكن أن نأخذ Φ متجه في الاتجاه الذي نريد، وليكن z مثلا، يكون لدينا إذن:

$$\left\langle \Phi_{0}\right\rangle_{c} = V\delta_{zc} \qquad (43.2)$$

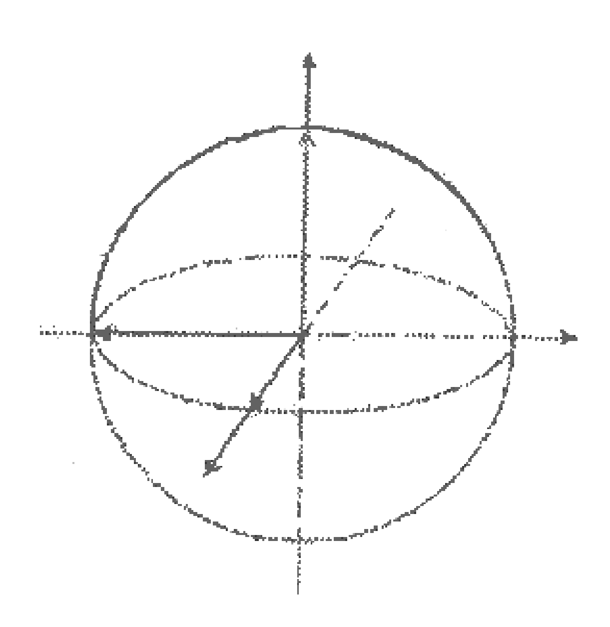
إذا أدخلنا هذه العلاقة في عبارة الكتلة في تابع لاغرانج نحصل على:

$$L_{masse} = \frac{g^{2}}{2}V^{2}\left(\varepsilon_{abz}A_{\mu}^{b}\right)^{2} = \frac{g^{2}}{2}V^{2}\left(\left(A_{\mu}^{1}\right)^{2} + \left(A_{\mu}^{2}\right)^{2}\right) \qquad (44.2)$$

وهكذا يكون للبوزونات الموافقة بمولدات للدوران حول المحور 1، 2 تكتسب كتلة:

$$m_{1} = m_{2} = gv \qquad (45.2)$$

في حين أن كتلة البوزون الثالث معدومة، هذا راجع إلى كون قيمة Φ_c في الفراغ تكسر التناظر بواسطة الدوران حول المحور 1و 2 وليس 3.



الشكل(II.1): فضاء التشكيلات لحقل سلمي في التمثيل الشعاعي $SU(2)$

إذن، نجحنا في الحصول على 3 بورونات، اثنان لهما كتلة والثالث دون كتلة وهو متوافق مع الواقع، لكن وللأسف هناك استنتاجات متحصل عليها باستعمال هذا النموذج لا توافق الواقع، يحصل هذا عند دمج نموذجين في نموذج واحد يدعى نموذج غلاشو- وينبرغ – سلام.



2.5.2– نموذج غلاشو– وينبرغ – سلام *Glashow-Weinberg-Salam* :

مبدأ نظرية *G.W.S.* هو جمع تناظرين عياريين $SU(2)$مع $U(1)$ في نموذج واحد. لنجد في أول الأمر تابع لاغرانج لاتغيري تحت المعيار $U(2)=SU(2)\times U(1)$. من أجل هذا يكفي أن نجد عبارة لـــ *dérivée covariante*، والتي يمكن أن نجدها انطلاقا من مشتقين موافقين للتغير كما يلي :

$$D_\mu\Phi=\left(\partial_\mu-igA^a\mu\tau^a-i\frac{1}{2}g'B_\mu\right)\Phi \qquad (46.2)$$

حيث: B_μو A_μ، هما على الترتيب بوزونات المعيارية المرفقة على الترتيب للتناظرات $U(1)$و $SU(2)$ كما عرفناه سابقا.

زيادة على ذلك يمكن أن ننشر من جديد الحقل Φ حول قيمته في الفراغ التي هي غير معدومة ويكون لدينا:

$$\Phi(x)=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ v+H(x)\end{pmatrix}=\frac{1}{\sqrt{2}}(v+H(x))\xi \qquad (47.2)$$

مع : $\xi=\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$

لدينا إذن بالمحافظة على حد الطاقة الحركية في تابع لاغرانج:

$$L_{masse}=D_\mu\Phi^*D^\mu\Phi=\left(\left(\partial_\mu-igA^a_\mu\tau^a-i\frac{1}{2}g'B_\mu\right)\Phi\right)^*\left(\partial^\mu-igA^{b\mu}\tau^b-i\frac{1}{2}g'B^\mu\right)\Phi$$

$$=\left(\left(\partial_\mu-igA_\mu{}^a\tau^a-i\frac{1}{2}g'B_\mu\right)\frac{(v+H(x))}{2}\xi\right)^*\left(\partial^\mu-igA^{b\mu}\tau-i\frac{1}{2}g'B^\mu\right)(v+H(x))\xi \qquad (48.2)$$

وكما هو الحال في حالة المعيار المدروس سابقا، يظهر حد للكتلة من أجل الحقل H وهو:

$$L_{masse}=\frac{\lambda v^2}{2}H^*H \qquad (49.2)$$

حيث: λ مقدار سلمي يظهر أمام الحد $V(H)$ للكمون.

الجسيمة المرفقة بالحقل H(بوزون هيغز) يكون لها الكتلة:

$$M(H)=\left(\left(\lambda v^2\right)/2\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (50.2)$$

وباستخدام المتطابقات التالية:

$$\begin{cases}\tau^a\tau^b+\tau^b\tau^a=2\delta^{ab}\\ \xi^*\tau^a\xi=-\delta^{3a}\\ \xi\xi^*=1\end{cases}$$

نحصل، باستبدال Φ بنشره حول قيمته في الفراغ وبالمحافظة فقط على حدود الكتلة للحقـــول المعيارية:



$$L_{masse} = \frac{v^2}{8}\left[g^2\left(A_\mu^1\right)^2 + g^2\left(A_\mu^2\right)^2 + \left(\frac{g'B^\mu}{2} - gA_\mu^3\right)^2 \right] \quad (51.2)$$

لكن وبما أننا نبحث عن جسيمتين مشحونتين:(W^+و W^-)، يمكن أن نحلل هذه العلاقة إلى جداء عوامل بوضعها على الشكل:

$$L_{masse} = \frac{v^2}{8}\left(g^2 + g'^2\right)\left(\frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}A_\mu^3 + \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}B_\mu\right)^2 + \frac{1}{4}g^2v^2W_\mu^-W^{+\mu} \quad (52.2)$$

مع: $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(A_\mu^1 \pm iA^2\mu\right)$

نحصل إذن على حقل مركب من أجل W الذي يمثل الجسيمات المشحونة في نظرية الحقول و كذللك حقل حقيقي.

زيادة على ذلك الحقل الرابع لا يحوي حدا للكتلة في دالة لاغرانج، البوزون المرفق له كتلـــة معدومة إذن وهو الفوتون.

الكتل المتحصل عليها تكون كالتالي:

$$\begin{cases} M_{W^\pm} = \frac{gv}{2} \\ M_{Z_0} = \frac{v\sqrt{g^2+g'^2}}{2} \\ M_{photon} = 0 \end{cases}$$

هذه العلاقات تستلزم أن كتل البوزونات المسؤولة عن القوة الضعيفة مرتبطة بالعلاقة:

$$\frac{M_W}{M_Z} = \frac{\frac{gv}{2}}{\frac{v\sqrt{g^2+g'^2}}{2}} = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'}} = \cos(\theta_W) \quad (53.2)$$

حيث: θ_W هي زاوية وينبرغ.

الكهروديناميك الكمي يعطينا العلاقة التالية لقيمة ثابت الربط الكهرومغناطيسي:

$$e = g\sin(\theta_W) \quad (54.2)$$

يبقى فقط ثلاثة وسطاء غير مثبتة بنموذج $G.W.S.$ وهي: M_W، θ_W و e التي تتعلق بها كل القوانين الفيزيائية للنموذج الكهروضعيف.

إذن آلية هيغز هي الآلية التي من أجلها يمكننا إعطاء كتلة للجسيمات الدقيقة. بوزون هيغـــز الذي يميزه الكتلة فقط (ليس له شحنة) وقيمة حقله في الفراغ ليست معدومـــة، يمكـــن تخيلـــه موجودا في كامل الفضاء والجسيمات الأخرى أثناء تفاعلها معه تتصرف وكأن لها كتلة .



6.2- مشاكل مع آلية هيغز:

آلية هيغز تسمح لنا بمعالجة مسائل عديدة في النموذج المعياري للتفاعلات الكهروضـــعيفة، فهو يدخل الكتلة في النموذج مع المحافظة على لاتغايرية المعيارية، وعلى العكس، رغم أنــــه يمكننا من شرح بعض الظواهر فإن الفيزيائيين النظريين يرون أنه غير عام. بالفعل، فهـــو لا يقدم شرحا لعديد من التجارب العملية. كذلك هناك بعض المسائل التقنية تفسر حسب هذه الآلية (آلية هيغز) على أنها غير طبيعية [12 13،،14].

من بين الانتقادات التي توجه لآلية هيغز:

1) آلية هيغز لا تفسر قيمة الحقل في الفراغ، لماذا الوسيط $v = 246GeV$ ؟

2) آلية هيغز لا تفسر لماذا الفرميونات لها الكتل المرفقة لها ؟

3) قطاع هيغز النظري بديهي (أي أنه يقودنا إلى نظرية دون تفاعل) لأن الوسيط $\lambda \to 0$ عندما تنتهي الطاقة إلى اللانهاية.

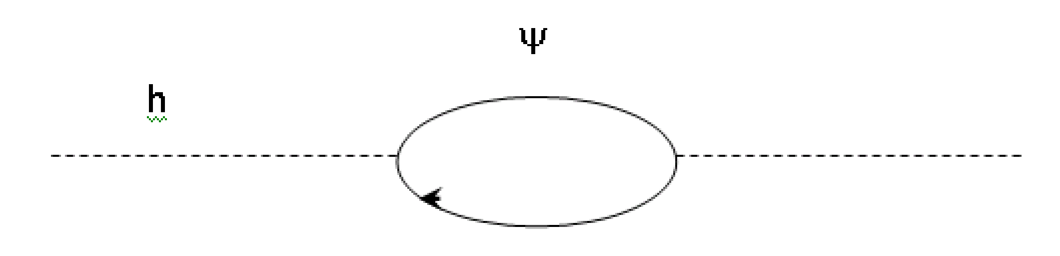
4) التصحيحات الحلقية التي تحوي بوزون هيغز هي متباعـــدة رباعيـــا، كـــذلك الحـــدود الاضطرابية ينقصها أن تصحح رتبة بعد رتبة، لكي نعدم تباعدها .

نخلص إلى أن آلية هيغز ليست عامة، إذن يجب أن يكون هنالك نظرية أعم تكـــون آليـــة هيغز حالة خاصة لها. ويجب أن نشرح هذه النظرية: لماذا $v = 246GeV$؟ ولماذا الفرميونـــات لها الكتل التي لها؟ من جهة أخرى التباعد الرباعي الذي أشرنا له سابقا يشكل حاجزا تقنيا هاما لهذه الآلية. وهي العقبة الكبيرة التي تقف في وجه هذه الآلية.

التباعدات الرباعية مصدرها تقنية إعادة التقنيين المطبقة على التصحيحات الحلقيـــة. هـــذه الحلقة تنشأ عندما تصدر جسيمة وهمية ثم تمتص من طرف نفس الجسيمة. يمكننـــا هكـــذا أن نقدر كتلة بوزون هيغز باعتبار إعادة التقنيين للكتلة السلمية، على حلقة من الفرميونات .

هذه الظاهرة موضحة في الشكل التالي :





شكل (II.2):

–إسهام الفرميونات في إعادة التقنيين للكتلة السلمية–

ψ = *fermion* ، h = *Higgs*

لما كانت كتلة بوزون هيغز أصغر من: $1TeV$، فإن النتيجة تعطي:

$$M_H^2 = M_{H.0}^2 + \delta M_H^2 + termes \qquad (55.2)$$

هذه العبارة تعطي ارتباط كتلة هيغز على سلم الطاقة. كما أنه يمكن استنتاج أن التصـــحيح: δM_H^2 يعطي التباعد الرباعي لكتلة بوزون هيغز. بالفعل عندما يصبح سلم الطاقة كـــبيرا فـــإن التصحيح يفرض نفسه. زيادة على ذلك التباعد غير مرتبط بكتلة هيغز.

ومن أجل التخلص من التباعد الرباعي، يكفي ضبط الحدود الإضافية من أجل عدم الحد: δM_H^2، هذه الطريقة يمكن تطبيقها عمليا لكن بالنسبة للنظريين فإن هذه الطريقة تعتـــبر غيـــر طبيعية.

واحدة من الحلول المقترحة لحل هذه المسألة (مسألة التباعد الرباعي) تهدف إلى جعل النموذج فائق التناظر ((*super symétrique*.

في هذه النظريات الفائقة التناظر، التناظر الكهروضعيف يكسر دائما بفعل: آلية هيغـــز. علـــى العكس، التباعدات الرباعية تختفي تلقائيا لأن الجسيمات السلمية والفرميونات في (الحقل الفائق) (*super champ*) لها نفس الازدواجية مع بوزونات المعيارية. وهكذا ينتج عن هـــذا "نمـــوذج طبيعي" لأن التباعد الرباعي اختفى.



الفصل الثالث:

البحث عن بوزون هيغز

بعد سنوات من العمل الجاد، ومع الشك والارتياب الذي صاحب الفيزيائيين، بدا وكأن فكرة بوزون هيغز قد تؤدي إلى بعض النجاح. لأجل ذلك فإن الاستثمار في الوقت والمال، بلغ فـــي هذا المجال حد الدهشة.



1.3- حدود تفرضها نظرية الاضطراب:

يمكن لنا إيجاد نهايات صغرى وعظمى لكتلة بوزون هيغز، عن طريق بعض المفاهيم في نظرية الاضطراب.

تابع لاغرانج لحقل سلمي يعطى بالمعادلة التالية:

$$L = L_0 + L_{int} = \frac{1}{2}\left(\partial^{\mu}\Phi\,\partial_{\mu}\Phi - m^2\Phi^2\right) - \frac{\lambda\Phi^4}{4} \qquad (1.3)$$

حيث: $L_{int} = \frac{1}{4}\lambda\Phi^4$ يوافق اضطرابا إذا كان $\lambda = 1$. في مجال الطاقات العالية، أي لما: $\lambda \to \infty$ فإن النظرية تتباعد. عالج الفيزيائيون هذا الحاجز بإدخال مفهوم القيمة الحرجة، أي القيمة التي من أجلها،النتائج تبقى محددة. أما في مجال الطاقات المنخفضة $\lambda \to 0$، في هذه الحالة لا وجود للتفاعل. والحل يدعى هنا عديم الأهمية. ومن أجل تحليل موضوعي، نمر إلى دراسة الكمون السلمي التالي:

$$V(\Phi) = \mu^2\left|\Phi^{t}\Phi\right| + \lambda\left(\left|\Phi^{t}\Phi\right|\right)^2 \qquad (2.3)$$

حيث: $\lambda = M_h^2/2\alpha v^2$، نشير إلى أنه بسبب التفاعل مع الحقل السلمي، هذه القيمة تتغير حسب سلم الطاقة الفعلية Q، الظاهرة توضح بالعلاقة التالية:

$$\frac{\partial\lambda}{\partial t} = \frac{4\lambda^2}{3\pi^2} \qquad (3.3)$$

حيث $t = \log\left(Q^2/Q_0^2\right)$، في هذه الحالة Q_0 توافق سلم مرجعي. نحصل على الحل بعد معالجة رياضية للعلاقة السابقة:

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda(Q_0)}{\left[1 - \frac{3\lambda(Q_0)}{4\pi^2}\log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)\right]} \qquad (4.3)$$

إذن لدينا إذا كان $Q \to \infty$ فإن $\lambda(Q) \to \infty$(تباعد) وإذا كان $Q \to 0$ فإن $\lambda(Q) \to 0$ (حل عديم الأهمية).

الحصول على حل محدود يفرض علينا إدخال قيمة حرجة $\lambda_c(Q)$، حيث:

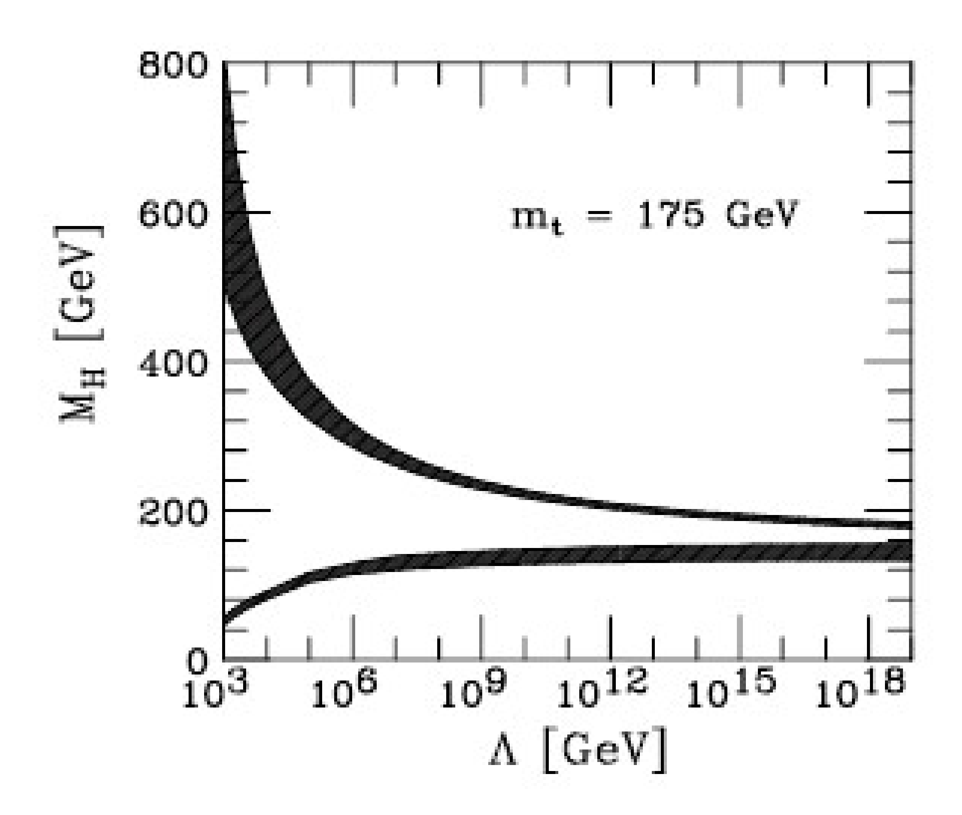
$$\lambda_c(Q) = \lambda(\Lambda) \quad , \quad \frac{1}{\lambda(\Lambda)} > 0 \qquad (5.3)$$

تقريب النهاية العظمى على كتلة بوزون هيغز نحصل عليه بأخذ السلم المرجعي $Q_0 = v$ وتعويضه في العلاقة السابقة، لنحصل على:



$$M_h < \left[\frac{8\pi^2 v^2}{3\log\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right)} \right]^{\frac{1}{2}} \qquad (6.3)$$

وفي حدود النموذج المعياري [7] $\Lambda = 10^{16} GeV$ (طاقة التوحيد الأعظم) والذي يعطي نهاية عظمى $160GeV$ لكتلة بوزون هيغز. التزايد المتتالي لقيمة Λ يؤدي إلى تناقص هذه القيمة الأخيرة للكتلة، مثال على ذلك $\Lambda = 3TeV$ يعطي $M_h = 600GeV$. نشير أن النشر غير صحيح إلا في حالة معادلة تصف تفككا حلقيا (مخطط فينمان). النهاية العظمى على كتلة بوزون هيغز بدلالة القيمة الحرجة التي من أجلها تكون نظرية الاضطراب صحيحة، نوضحها بالشكل التالي [11]



شكل(III.1) :

الحدود النظرية على كتلة بوزون هيغز

المنطقة المضللة تبين المجال المسموح، المنطقة العليا تبين المجال المحظور، لأن $\lambda \to \infty$، كذلك المنطقة السفلى غير مسموحة (λ تأخذ قيم سالبة).



2.3- حدود تفرضها التصحيحات الإشعاعية:

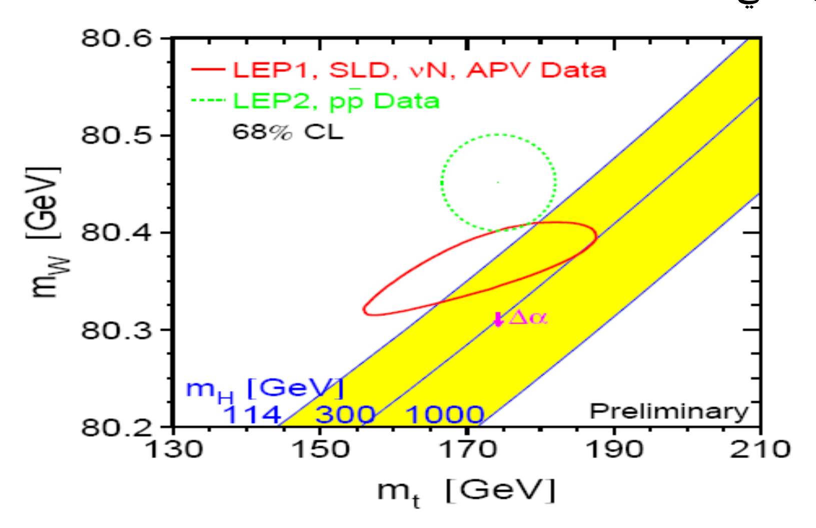
إن وصف بوزون هيغز حسب النموذج المعياري، يستلزم إدخال تصحيحات إشعاعية ناتجة عن توسع نظرية الاضطراب. من هذه الناحية، الدقة في الحسابات الكهروضعيفة تفرض حدودا على الكتلة. عموما، التصحيحات الإشعاعية الكهروضعيفة التي تستدعي بوزون هيغز، تأخذ الشكل التالي:

$$g^2\left(\log\frac{M_h}{M_W}+g^2\frac{M_h^2}{M_W^2}+\ldots\right) \qquad (7.3)$$

حيث M_h كتلة بوزون هيغز و M_W كتلة البوزون الضعيف، العلاقة السابقة تبين ظاهرة معروفة تحت اسم نظرية الشاشة. إذا اعتبرنا الحدود المصححة من الدرجة العليا فإنها تضخم هذا الفعل (فعل الشاشة) وتؤثر بنسبة كبيرة على كتلة بوزون هيغز. في مجال الجسيمات الدقيقة، وفي خلال السنوات الأخيرة مكنت التجارب العالية الدقة ومن خلال المسرعين: (LEP) في $(CERN)$ و SLC ، من تحديد نهاية للكتلة بدلالة التصحيحات الإشعاعية:

$$M_h < 280GeV \qquad (8.3)$$

حدود كتلة بوزون هيغز من خلال الحسابات على M_h و M_W، مأخوذة عبر التيفاترون ($TEVATRON$) مبينة في الشكل [15]:



الشكل(III.2): حدود كتلة بوزون هيغز بدلالة m_t و m_W

رغم كل الجهود المبذولة، تبقى كتلة بوزون هيغز غير معروفة وغير محددة. لكن ليس إلى هذا الحد من التشاؤم، فالنتائج المستوحاة من خلال معالجة نظرية، واعتبار نظريتي الاضطراب والتصحيحات الإشعاعية، سمحت اليوم بالتصريح التالي: الجسيمة التي أخذت وقت الفيزيائيين المعاصرين في البحث ليس لها كتلة خيالية (مئات من GeV).

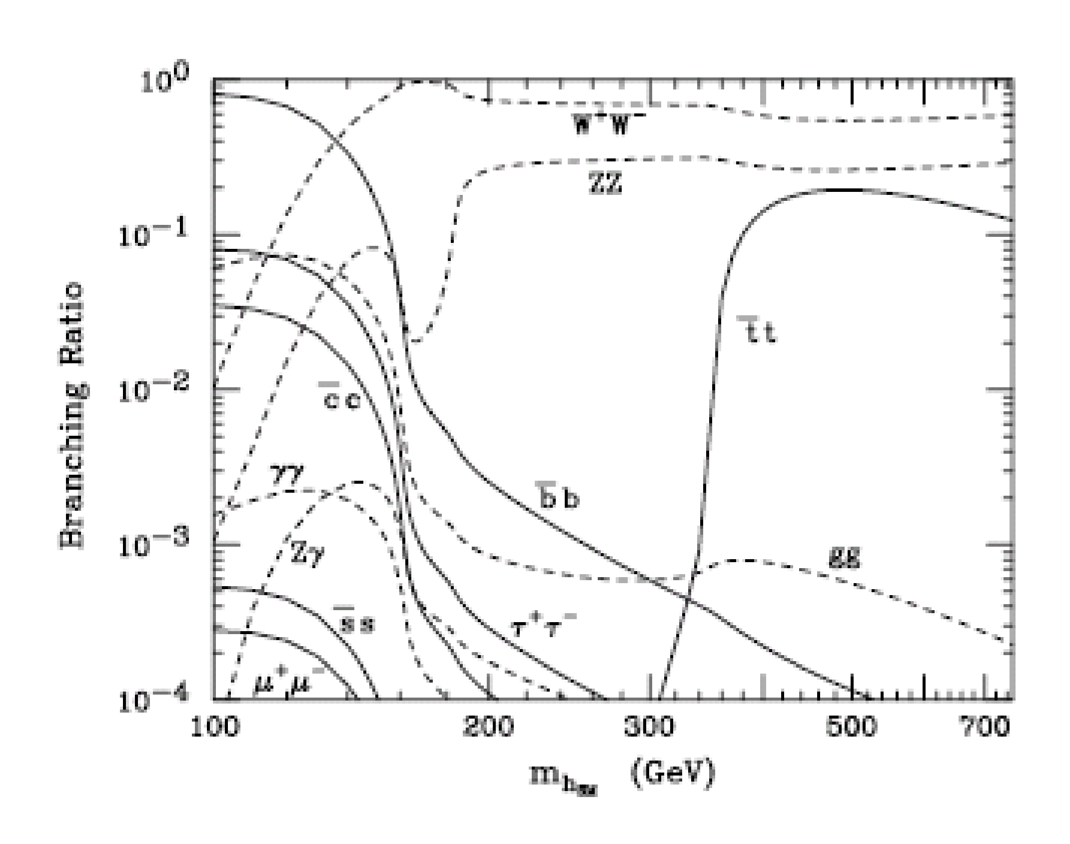


3.3- تفككات ذات أهمية بالغة:

إن النموذج المعياري له قيمة كبرى لإثبات بوزون هيغز، فعن طريـــق المقـــاطع الفعالـــة والازدواجات بدلالة الكتلة، يسمح هذا النموذج من تعيين التفككات التي يمكن وصفها بأنهاالأكثر أهمية في البحث التجريبي:

1.3.3- تفكك إلى أزواج من الفرميونات:

التفكك الأكثر أهمية لبوزون هيغز ، ذو كتلة أقـل مـن W^+، W^- يتمثـل فـي زوج مـن الفرميونات (فرميون – ضد فرميون). النسبة الأكبر للتفككات هي الـتي تعطـى الأزواج $b\bar{b}$، يمكن أيضا أن نجد التفككات: $\tau\bar{\tau}$، cc، ssو $\mu^+\mu^-$، أين تكون الأزواج: $\tau\bar{\tau}$ و $\mu^+\mu^-$ فقط الـتي لها قيمة تجريبية. لأن الأزواج الأخرى جد ضعيفة، جملة هذه التفككات موضحة فـي الشـكل التالي [16]



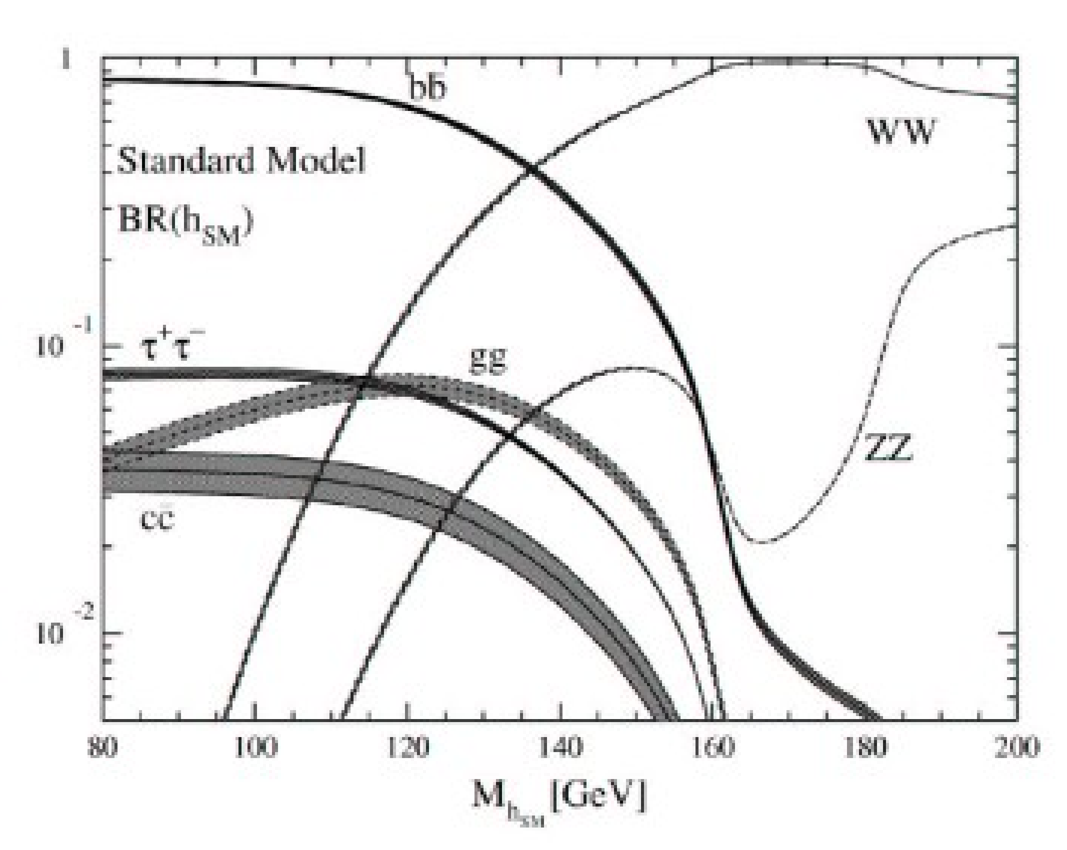
شكل (III.3) :

سعة الاحتمال لزوج من الفرميونات ناتج عن تفكك بوزون هيغز

2.3.3- تفكك إلى أزواج من البوزونات المعيارية:



يمكن لتفكك بوزون هيغز أن يأخذ شكل أزواج معيارية، في إطـــار تفكـــك ذو ثلاث مراحـــل، يمكننا أن نجد: $h \to W^+W^-$ و $h \to ZZ$، في حين نجـــد $h \to gg$، $h \to \gamma\gamma$ و $h \to \gamma Z$، بالنســـبة لتفكك يستدعي حلقة واحدة. نشير أنه في حدود W^+W^- و ZZ، بوزون هيغز يمكن أن يتفكك إلى زوج بوزونات شعاعية: $\nu\nu^*$ و $(\nu = W^\pm, Z)$ جملة هذه التفككات موضحة على الشكل التـــــالي [17]:



شكل (III.4) :

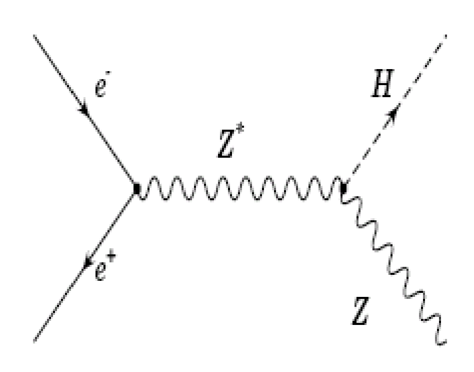
سعة الاحتمال لزوج من بوزونات معيارية ناتجة عن تفكك بوزون هيغز

4.3- إنتاج بوزونات هيغز:

1.4.3- إنتاج بوزونات هيغز في المسرعين LEP و $LEP2$:

في المسرعين : LEP و $LEP2$، إنتاج بوزونات هيغز يرفـــق بإنتـــاج بـــوزون Z حســـب التفاعل: $e^+e^- \to Z^* \to Zh$، كما هو موضح في الشكل(5):





شكل (III.5) :

إنتاج بوزون هيغز وفق التفاعل:

$e^{+}e^{-} \rightarrow Zh$

بالفعل، في المسرعات **LEP2** يمكن إنتاج بوزون Z. عبارة المقطع الفعال تعطي كالآتي:

$$\sigma\left(e^{+}e^{-} \rightarrow Zh\right) = \frac{\pi \alpha^{2} \lambda_{Zh}^{1/2}\left[\lambda_{Zh} + 12M_{z}^{2}/s\right]\left[1+\left(1-4\sin^{2}\theta_{W}\right)^{2}\right]}{192 s \sin^{4}\theta_{W} \cos^{4}\theta_{W}\left(1-M_{Z}^{2}/s\right)^{2}} \quad (9.3)$$

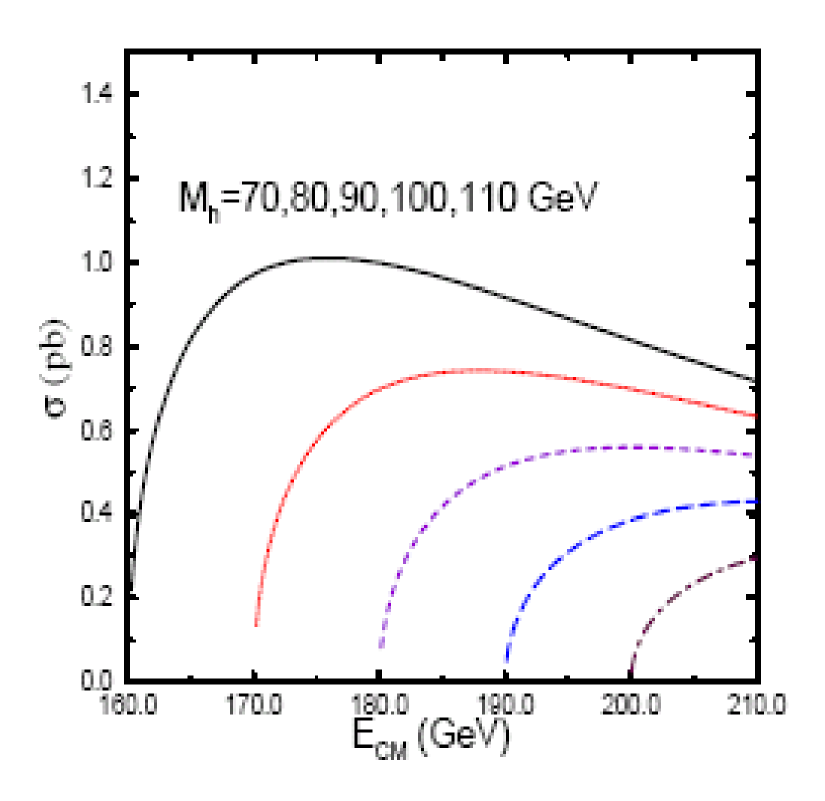
حيث:

$$\lambda_{Zh} = \left(1-\frac{M_{h}^{2}+M_{Z}^{2}}{s}\right)^{2} - \frac{4M_{h}^{2}M_{Z}^{2}}{s^{2}} \quad (10.3)$$

الدفع الخطي للبوزون Z الناتج يعطى بالعبارة: $\lambda_{zh}^{\frac{1}{2}}\frac{\sqrt{S}}{2}$.

تغيرات المقطع الفعال بدلالة $\sqrt{s}$ من أجل قيم مختلفة لكتلة هيغز يعطيها الشكل (6) [18]:





شكل (III.6) :

المقطع الفعال بدلالة $\sqrt{s}$ من أجل قيم مختلفة لكتلة هيغز

المقطع الفعال يزداد (يتغير) بسرعة بدلالة الطاقة. نتيجة لذلك فإن الحد الأقصى لكتلة بـــوزون هيغز يكون من أجل قيم عالية للطاقة.

إن بوزون هيغز ، الناتج في المسرعات *LEP*، *LEP2* يتفكك إلى زوج مـــن $b\bar{b}$. بنفـــس الطريقة، الحالة الناتجة عن $e^+e^- \rightarrow Zh$ لها أربع فرميونات لذلك يعتبر إنتاج $Zb\bar{b}$ كحـــوادث ذات *bruit de fond*.

2.4.3- إنتاج بوزون هيغز في مسرع *TEVATRON*:

المنـــافس الأمريكـــي الأكـــبر لمســـرعي: *CERN*، (*LEP* و *LEP2*) هـــو التيفـــاترون *TEVATRON* وهو مسرع: *Fermilab*. ويمتلك حظوظا أكبر لإنتاج بـــوزون هيغـــز بواســـطة تفاعل: $q\bar{q} \rightarrow Wh$ ، أو تحديدا، من التفكك الحاصل لبوزونات *W*. هذه الحوادث تحدد مباشـــرة عن طريق اللبتونات المشحونة، الناتجة من تفكك *W*. وبالتالي تكون ملاحظة بـــوزون هيغـــز المرافق للبوزونات $W^{\pm}$ ممكنة. في هذه الحالة الدراســـة تـــتركز علـــى التفككـــات $b\bar{b}$، لأن

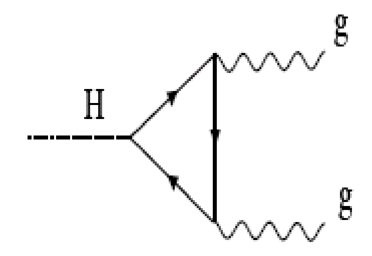


التفككات $\gamma\bar{\gamma}$ ،التي تنتج من الحوادث ذات *bruit de fond*هي أساسا: $Wb\bar{b}$ و WZ المرفقة بإنتاج غزير للكواركات في حين يمكننا أن نشير أن هذا *bruit de fond* يعتبر أقل توقعا عند استعمال المسرع LHC في الشروط ذاتها.

3.4.3– إنتاج بوزون هيغز في مسرع LHC:

الـــ LHC مسرع للهدرونات طور الإنجاز في $CERN$ بسويسرا ($SUISSE$) ذو قوة لا تضاهى، سيمكننا حتما من فتح آفاق جديدة في هذا المجال فهل ستشهد السنوات القليلة المقبلـــة اكتشـــاف بوزون هيغز؟

يمكننا القول أن الآلية المهمة، عند اصطدام الهدرونات تأخذ شكل التحام للغليونـــات: $gg \rightarrow h$، لتعطي بوزون هيغز، الشكل: (7) يوضح ذلك: g

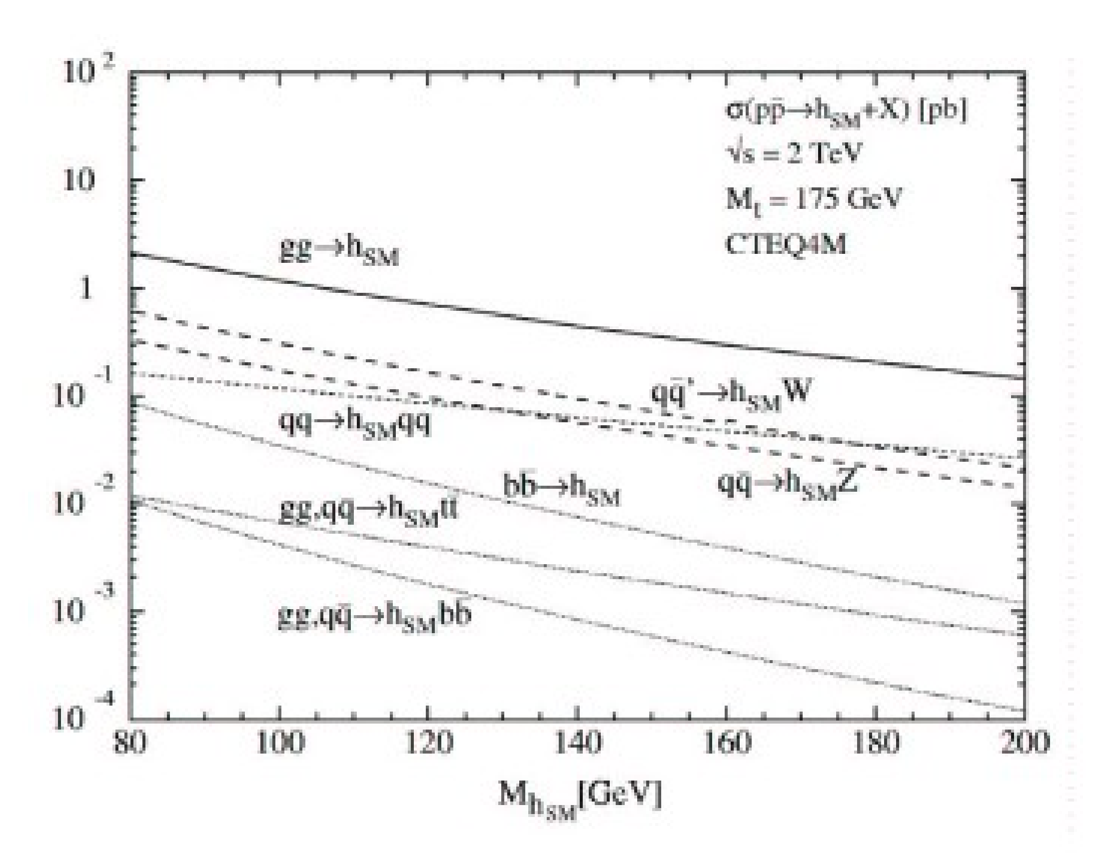


شكل(III.7)

إنتاج بوزون هيغز عن طريق صهر الغليونات

الحلقة التي تحوي كل الكواركات المسموحة من طرف النظرية، توافـــق الإنتـــاج الأكـــبر المتوقع في LHC ، من أجل قيم مختلفة لكتلة هيغز أقل من $1\,TeV$، الشكل (8) يوضح مختلـــف الآليات لإنتاج بوزون هيغز في مسرع LHC[18].





شكل (III.8):

آليات إنتاج بوزون هيغز في *LHC*

إن آليات إنتاج بوزون هيغز في الــ *LHC* مختلفة، لكن هل يمكن للتفككــات الحاصــلة أن تتخطى ظاهرة *le bruit de fond*؟

من أجل: $M_h \prec 2M_W$ فإن بوزون هيغز يتفكك بصفة غالبة إلى: $b\bar{b}$. في هـذه الحالــة وللأسف ، الإنتاج اللحظي للكواركات b يتخطى إنتاج بوزون هيغز مما يجعل التفكـك غيــر ممكن تجريبيا. رغم كل هذا فإن بعض الآليات للتفكك تكون ممكنة مثــل التفككـات: $h \to ZZ$، $h \to \gamma\gamma$. التفكك $h \to ZZ^*$ يؤدي إلى إنتاج أربع لبتونات. حوادث القاع المقلق تأخذ الشكل: $t\bar{t}$، $Zb\bar{b}$، ZZ^*.

الكاشف (*détecteur*) في المسرع *LHC* يتنبأ باكتشاف بــوزون هيغــز حســب الآليــات: $h \to ZZ^* \to l^+l^-l^+l^-$، من أجل المجال: $130GeV \prec M_h \prec 180GeV$. من أجل قيمة M_h الأقل مــن 130 *GeV* الحوادث لا يمكن أن تكون قابلة للدراسة. في حين أن قيم M_h الأكبر من 180 *GeV* فإن البحث عن بوزون هيغز يستدعي دراسة التفاعل $h \to ZZ^*$. نشير إلــى أنــه مــن أجــل: $80GeV \prec M_h \prec 130GeV$، فإن تفكك بوزون هيغز إلى فوتونين هام جدا، رغم *bruit de fond* الناتج عن: $q\bar{q} \to \gamma\gamma$ و $gg \to \gamma\gamma$. زيادة على ذلك التفكك $h \to \tau^+\tau^-$ ذو سعة احتمال أكبر مــن:



$h \rightarrow ZZ^*$ ، و $h \rightarrow \gamma\gamma$ ليس ممكنا تماما لأن *le bruit de fond* المرفق لـــ: $q\bar{q} \rightarrow \tau^+\tau^-$ أكبر من الإشارة ذاتها.

هنالك العديد من الآليات الهامة للبحث عن بوزونات هيغز عبر المسرع *LHC* لا نســـتطيع حصرها في بعض الصفحات. يجب أن نعي تماما أن هذا الإنجاز (*LHC*) يمتلك القوة (الطاقـــة) الكافية لإنتاج بوزون هيغز من أجل: $100GeV < M_h < 800GeV$ ، لأن المســـرع *LEP2* يغطـــي المنطقة الأقل من $100GeV$.

5.3- تصادم e^+e^- ذو الطاقة العالية:

1.5.3- التصادم: $e^+e^- \rightarrow llh$

التصادم بين الإلكترون وضد الإلكترون يسمح بإنتاج بوزون هيغز حسب التفاعل: $e^+e^- \rightarrow Zh$ ، في حين ، ومن أجل طاقات عالية، فإن مسارات الانصهار التي تعطي:

W^+W^- و ZZ تنتهي إلى :

$$\begin{cases} e^+e^- \rightarrow W^+W^-\nu\bar{\nu} \rightarrow h\nu\bar{\nu} \\ e^+e^- \rightarrow ZZe^+e^- \rightarrow he^+e^- \end{cases}$$

حسب داوسن (*[1] (S.DAWSON]*: عبارة المقطع الفعال بسيطة نسبيا والنتيجة تأخذ الشكل:

$$\sigma\left(e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu} \rightarrow l\bar{l}h\right) = \frac{G_F^3 M_\nu^4}{64\sqrt{2}\pi^3}\int_{\frac{M_h^2}{s}}^{1} dx \int_x^1 \frac{dy}{\left[1+s\left(y-x\right)/M_\nu^2\right]^2}$$
$$\times\left[\left(\nu_e^2+a_e^2\right)^2 f\left(x,y\right)+4^2\nu_a a_e^2 g\left(x,y\right)\right] \qquad (11.3)$$

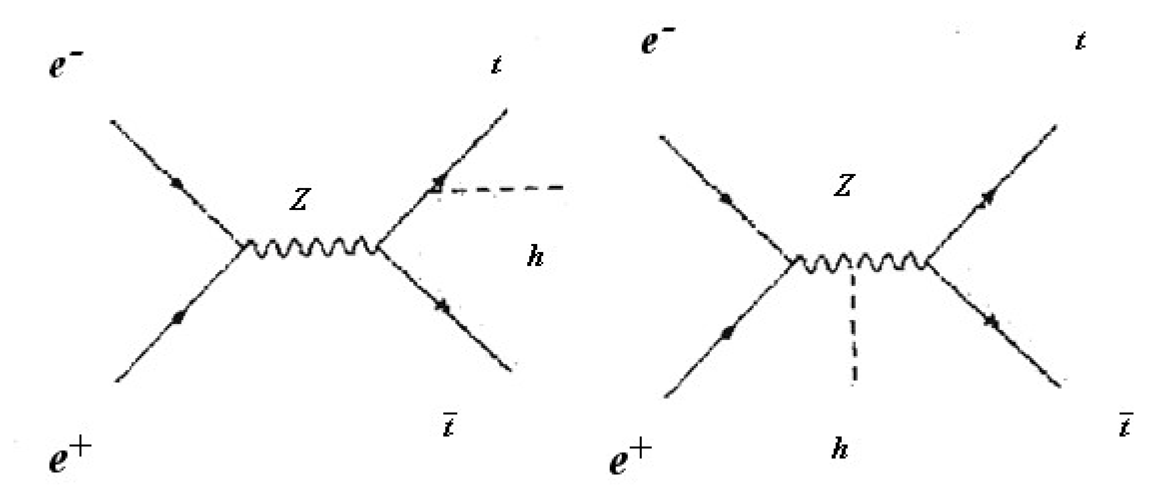
حيث:

$$\begin{cases} f\left(x,y\right) = \left(\frac{2x}{y^3}+\frac{1+2x}{y^2}+\frac{2+x}{2y}+\frac{1}{2}\right)\left(\frac{w}{1+w}\log\left(1+w\right)\right)+\frac{x}{y^2}\frac{w^2\left(1-y\right)}{1+w} \\ g\left(x,y\right) = \left(\frac{x}{y^2}+\frac{2+x}{2y}+\frac{1}{2}\right)\left(\frac{w}{1+w}\log\left(1+w\right)\right) \\ w = \frac{y\left(sxM_h^2\right)}{M_\nu^2 x} \end{cases} \qquad (12.3)$$

2.5.3- التصادم: $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$:

1. إنتاج بوزون هيغز المرفق للزوج: $t\bar{t}$ ضعيف جدا من خلال التصادم: e^+e^-، رغم ذلك هذا التفاعل له ميزته حيث أنه يعطي آلية مباشـــرة لتحديـــد ازدواج *Yukawa*: $t\bar{t}h$ الذي يسمح لنا بالتمييز بين النموذج المعياري والنموذج فائق التناظر.





الشكل(III.9):

مخططات فينمان لإيضاح التفاعل:

$e^{+}e^{-} \rightarrow t\bar{t}h$



الخلاصة:

في أيامنا هذه يبقى بوزون هيغر الجسيمة التي تحير الفزيائيين ويبقى إكتشـــافه متوقفـــا علـــى مايمكن أن تقدمه أكبر المسرعات، لكن النموذج الذي يصف هذه الجسيمة والنظريـــة المقاربـــة يعتبران أكبر نجاح في مجال الفيزياء الحديثة، واستعمال نظرية المجال (الحقول) بالتوافق مـــع لاتغايرية المعيارية يكشف لنا ضرورة ادخال مبدأ جديد يسمح بتفسير وجود كتلة فـــي نظريـــة النموذج المعياري. لذا فإن كسر التناظر التلقائي مرفقا بآلية هيغر يتخطى هذا الحاجز النظري. خلال السنوات الأخيرة، بعض الأعمال التجريبية أكدت وجود بوزون هيغر كما أن مســـرعات LEP في الـــ CERN تتنبأ بوجوده في حدود 110GeV.

ويبقى الأمل معلقا بأكبر المسرعات LHC (مبدأ تصادم الهدرونات) فهل ســـيأكد لنـــا صـــحة النتائج النظرية التي بنى عليها الفزيائيون كل أعمالهم؟.



المراجع:

[1] P. Higgs, Phys. Lett.12 (1964) 132.

[2] S. Glashow, Nucl. Phys.22 (1961) 569.

[3] A. Salam et J.C.Ward, Phys. Rev. lett.13 (1964) 168

[4] S.Weinberg, Phys. Rev. Lett.19(1967)1264.

[5] **D.Griffits**, *Introduction To Elementary Particules, NewYork, NY, USA, Wiley, 1987.*

[6] **L. Marleau**, *Introduction a la physique des particules* ,Universite Laval 1998 - 2000.

[7] J. Goldstone, A. Salam and S.Weinberg, Phys. Rev. 127 (1962) 965.

[8] **Victor Novikov**,*Field Theory And The Standard Model*,Lectures Presented at 1998 European School Of High Energy Physics.

[9] **S. Dawson** , *Introduction to Electroweak symetry* Breaking, lectures given at the 1998 Summer School in high energyPhysics and cosmology, Trieste,Italy, June 29, July 17, 1998.

[10] **M.E. Peskin** ,**D.V. Schroeder** , *An Introduction To Quantum Field Theory, 1995.*

[11] **Michael Spira,Peter M. Zerwas**, *Electroweak Symetry Breaking and Higgs Physics,* Mars 1998.

[12] *http //www.quark.lu.se/ atlas/thesis/egede/thesis-node1.html*

[13] *http //www-hep.fzu.cz/centrum/ewjh/node1.html*

[14] *http //www.members.tripod.com/ IgorIvanov/Physics/hep-ew.html*

[15] **M.Carena , J.S.Conway,H.E.Haber**,*Report of The Tevatron Higgs Working Group,*hep-ph/0010338.

[16] **K.Riesselmann**, *Limitations Of a Standard Model Higgs Boson,*hep-ph/9711456.

[17] **Dean Andrew Hidas**, *The Mechanism of Electroweak Symmetry Breaking and the Higgs*, November 15, 2004.

[18] **D. Teyssier**, *Recherche du boson de Higgs standard et non minimal à LEP2 dans l'expérience L3*, These de doctorat, Univ. C. Bernard – Lyon 1(28 mars 2002).